

**BAU EINES LICHTSTARKEN UND
HOCHAUFLÖSENDEN SPEKTROMETERS FÜR
SCHNELLE ELEKTRONEN UND
ERSTE ANWENDUNG AUF DIE K-SPEKTROMETRIE
VON ELEKTRONEN-ENERGIEVERLUSTEN
AN ALUMINIUM**

Hans-Jörg Höhberger

1974



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551927_0053

BAU EINES LICHTSTARKEN UND HOCHAUFLÖSENDEN
SPEKTROMETERS FÜR SCHNELLE ELEKTRONEN
UND
ERSTE ANWENDUNG AUF DIE K-SPEKTROMETRIE
VON ELEKTRONEN-ENERGIEVERLUSTEN
AN ALUMINIUM

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München



vorgelegt von
Hans-Jörg Höhberger
aus Berlin (Geburtsort)

1974

Erster Berichterstatter : Univ.Doiz. Dr.A.Otto

Zweiter Berichterstatter : Prof. Dr.R.Sizmann

Tag der mündlichen Prüfung : 19. 12. 1974



Inhaltsverzeichnis

Seite

I.	Einleitung	1
II.	Das Spektrometer	4
1.	Elektronenenergie	4
2.	Quelle	4
3.	Monochromator	6
3.1.	Auswahl des dispersiven Elements	6
3.2.	Notwendigkeit von Verzögerung und Nachbeschleunigung	7
3.3.	Abriß der Theorie des Wien-Filters	8
3.3.1	Homogene Felder	8
3.3.2	Inhomogene Felder	11
3.4.	Aufbau des Wien-Filters	15
3.5.	Linsen	16
3.6.	Zusammenstellung der Daten	17
4.	Schleuse und Präparathalter	18
5.	Ablenkeinrichtung	18
6.	Analysator	19
7.	Nachweisvorrichtung	20
8.	Mechanischer Aufbau	21
9.	Vakuum	21
10.	Kompensation magnetischer Störfelder	22
11.	Elektronik	24
12.	Schwierigkeiten	24
13.	Maßnahmen zur Erhöhung der Lichtstärke	25
13.1.	Richtstrahlwert	25
13.2.	Öffnungsfehler des Wien-Filters	25
III.	Experimente	27
1.	Einleitung	27
2.	Messungen mit normaler Auflösung und großer Lichtstärke	28
2.1.	Beschreibung des Experiments	28
2.2.	Diskussion der Spektren	29

2.3.	Dispersion des Plasmaverlustes in Al	31
2.4.	RPA-Theorie	33
2.5.	Vergleich Experiment-Theorie	35
2.5.1	Mittlere k-Überträge	35
2.5.2	Kleine k-Überträge. Interbandübergänge	36
2.5.3	Große k-Überträge. Korrelationen	38
2.6.	Vergleich mit anderen Ergebnissen	40
3.	Messungen mit erhöhter Energieauflösung	41
IV.	Zusammenfassung	43
V.	Literaturverzeichnis	44

Im Text verwendete Abkürzungen

DK	Dielektrizitätskonstante
HWB	Halbwertsbreite
RPA	Random Phase Approximation
WQ	Wirkungsquerschnitt

Klammern

[] : Hinweise auf Literatur

() : Numerierung der Formeln

Zum Begriff "Lichtstärke"

Die Lichtstärke (engl. Luminosity) ist definiert als

$$L = F_E \cdot \Omega_E \cdot T$$

wobei F_E die Eintrittsfläche, Ω_E der Raumwinkel des Eintrittskegels und T die Transmission des Spektrometers sind.

Als Transmission wird der Quotient

$$T = \frac{J_A}{J_E}$$

der Ströme J_A und J_E durch die Ausgangs- bzw. Eintrittsfläche bezeichnet.

Ist R der Richtstrahlwert der Quelle, so wird der Strom am Spektrometerausgang

$$J_A = R \cdot L$$

I. Einleitung

Optische Reflexions- und Absorptionsmessungen, sowie inelastische Streuung von Licht, Röntgenstrahlen und Elektronen an Kristallen liefern Informationen über den frequenz- und wellenzahlabhängigen makroskopischen dielektrischen Tensor

$$\underline{\epsilon}(\omega_k).$$

Diese Größe enthält alle Informationen über die polaren elementaren Anregungen des untersuchten Stoffes [1].

Optische Methoden gestatten heute die Ermittlung der Frequenzabhängigkeit dieser Größe in allen Spektralbereichen mit hoher Auflösung, jedoch ist die Information über die räumliche Dispersion gering, da die Wellenzahl der Anregung $|k| = \frac{\omega}{c} |\epsilon|^{1/2}$ gegen die Ausdehnung der Brillouin-Zone vernachlässigt werden kann.

Dagegen ist bei inelastischer Elektronen- bzw. Röntgenstreuung der k-Übertrag, unabhängig von der Energie der Anregung, über den Streuwinkel frei wählbar. Daher werden die Methoden auch als k-Spektrometrie bezeichnet. Sie erreichen jedoch nicht immer die hohe spektrale Auflösung der optischen Verfahren.

Optische Verfahren, bzw. inelastische Streumessungen machen einander nicht überflüssig, sondern ergänzen sich zur vollen Information über die DK.

Mit den Methoden der k-Spektrometrie lassen sich im Prinzip folgende Anregungen untersuchen:

1. Schräge direkte Übergänge vom Valenz- ins Leitungsband liefern zusätzliche Informationen über die Bandstruktur. Wie von Zeppenfeld am Beispiel Graphit demonstriert wurde, läßt sich bei zweidimensionalen Bandstrukturen aus der Einsatzenergie des Verlustspektrums direkt die Form des Valenzbandes ermitteln [2].

Messungen an Al-Einkristallen sind im Einklang mit dem Bändermodell fast freier Elektronen [3] .

2. Schräge direkte Übergänge aus Rumpfniveaus in Zustände oberhalb der Fermienergie.

Die Gestalt der Röntgenabsorptions- und Emissionskanten leichter Metalle läßt sich bis heute weder im reinen Einelektronenbild noch mit modifizierten Theorien zufriedenstellend beschreiben [4] .

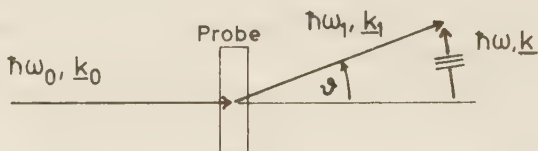
Die Messung der k -Abhängigkeit der Kantenstruktur gibt daher zusätzlichen Aufschluß über die Art der zu berücksichtigenden Wechselwirkungen [5][6] .

3. Der Einfluß von Bandstruktur und Nahordnung der Elektronen auf die Plasmonendispersion ist noch nicht quantitativ verstanden. Ebenso die Auswirkung der Bandstruktur auf die Plasmonendämpfung [7] .
4. Über die Dispersion von Exzitonen ist experimentell und theoretisch noch wenig bekannt [8][9] .
5. Kollektive Effekte in Molekulkristallen, deren Molekeln delokalisierte Elektronen enthalten. Hier interessiert die Frage, ab welcher Größe bzw. Elektronenzahl des Moleküls kollektive Resonanzen nachweisbar werden [10] .

Die Wirkungsquerschnitte für inelastische Elektronen- bzw. Röntgenstreuung sind in Fig. 1 angegeben.

Obwohl der WQ für die Röntgenstreuung (1b) in günstiger Weise mit k^2 zunimmt, ist bei dieser Methode mit den heute verfügbaren Quellen die spektrale Auflösung beschränkt [11] und es lassen sich zur Zeit nur Elemente kleiner Ordnungszahl untersuchen. Dagegen fällt der WQ für die Elektronenstreuung (1a) mit k^{-2} ab, es ist jedoch eine wesentlich bessere spektrale Auflösung möglich und die Beschränkung in der Ordnungszahl entfällt.

A



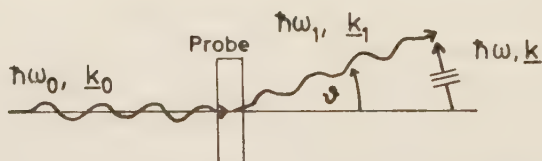
$$\hbar\omega = \hbar\omega_0 - \hbar\omega_1 \quad k = |\underline{k}_0 - \underline{k}_1| = |\underline{k}_0| \cdot (\vartheta_E^2 + \vartheta^2)^{1/2}$$

(1a)

$$\text{mit } \vartheta_E = \frac{\hbar\omega}{2\hbar\omega_0}$$

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} \propto \frac{1}{k^4} S(\underline{k}, \omega) \propto \frac{1}{k^2} \text{Im}(\epsilon(\underline{k}, \omega))^{-1}$$

B



$$\hbar\omega = \hbar\omega_0 - \hbar\omega_1 \quad k = |\underline{k}_0 - \underline{k}_1| = 2k_0 \cdot \sin \vartheta/2$$

(1b)

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} \propto S(\underline{k}, \omega) \propto k^2 \text{Im}(\epsilon(\underline{k}, \omega))^{-1}$$

$S(\underline{k}, \omega)$ Dynam. Strukturfaktor [7]

$\epsilon(\underline{k}, \omega) = \underline{k} \cdot \underline{\epsilon}(\underline{k}, \omega) \cdot \underline{k}$ Longitudinale DK

Fig. 1 Prinzip der k-Spektrometrie.

A Mit Elektronen

B Mit elektromagnet. Strahlung.

Aus diesem Grunde ist die Methode der inelastischen Elektronenstreuung dann gut für die k-Spektrometrie geeignet, wenn es gelingt, bei ausreichender Energie- und Winkelauflösung die Lichtstärke des Spektrometers soweit zu steigern, daß auch bei großen k-Überträgen eine sichere Registrierung der Spektren möglich wird.

II. Das Spektrometer

1. Elektronenenergie

Der Konstrukteur, welcher an die Aufgabe herangeht, ein Elektronenspektrometer zu bauen, steht zunächst vor der Frage der Wahl der Elektronenenergie. Diese ist eng mit der Art der durchzuführenden Experimente verknüpft.

Nach Fig. 1 erfordert die k-Spektrometrie die Durchstrahlung der Proben. Um dabei Oberflächeneffekte in den Hintergrund zu drängen, ist eine große Schichtdicke anzustreben. Daraus wiederum resultiert die Forderung nach hoher Energie der Elektronen.

Andererseits treten bei diesen großen Energien hochspannungstechnische Probleme auf (Koronasicherheit; geometrische Größe von Steckern und Vakuumdurchführungen), die es ratsam erscheinen lassen, unterhalb der 50 keV-Grenze zu bleiben.

Weiterhin muß in Betracht gezogen werden, daß mit zunehmender Energie sich die Streuerverteilungen immer stärker um die Vorwärtsrichtung konzentrieren (siehe Fig. 1,(1a)), was bei gegebenen Blendengrößen zu Verschlechterung der Winkelauflösung führt.

Als Kompromiß wurde daher die Energie auf 25 keV festgelegt.

2. Quelle

An eine leistungsfähige Elektronenquelle für ein Spektrometer sind folgende Forderungen zu stellen.

- A hoher Richtstrahlwert
- B geringe energetische HWB
- C geeigneter Quellendurchmesser
- D der maximale Richtstrahlwert soll schon bei niedrigen Strahlströmen erreicht werden.

Während sich die Punkte A, B und C von selbst verstehen, ergibt sich D aus den Forderungen nach stabiler Hochspannung und geringer Streuelektronenkonzentration im Gerät.

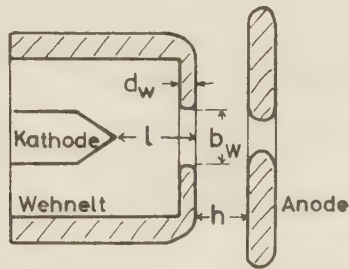


Fig. 2 Schema des Elektronenstrahlers.

In Fig. 2 ist die als Quelle dienende Anordnung skizziert. Es handelt sich um ein Dreielektrodensystem mit Spitzenkathode und ebener Wehnelt- und Anodenblende, das sich von konventionellen Systemen durch die Wahl der eingezeichneten Geometrieparameter und durch die Möglichkeit der Änderung der Größe l während des Betriebes unterscheidet.

Der Forderung A wird Rechnung getragen durch möglichst kleine Abstände h , d_w und l , wobei ein Minimalwert von l nicht unterschritten werden darf, weil sonst keine Bündelung mehr erfolgt. Da in l die Fertigungstoleranzen der Kathode eingehen und diese Größe beim Einbau schlecht kontrolliert werden kann, läßt sich der Wehneltzylinder während des Betriebes axial auf 1/100 mm genau justieren.

Eine kleine Wehneltbohrung b_w berücksichtigt B und D, während sich C innerhalb gewisser Grenzen durch den Spitzenradius beeinflussen läßt.

Vorteil dieser Anordnung ist, daß die den Richtstrahlwert vermindernde Raumladung weitgehend abgebaut wird [12]. Die dabei sich bemerkbar machende Elliptizität des Strahlquerschnitts stört bei dieser Anwendung nicht.

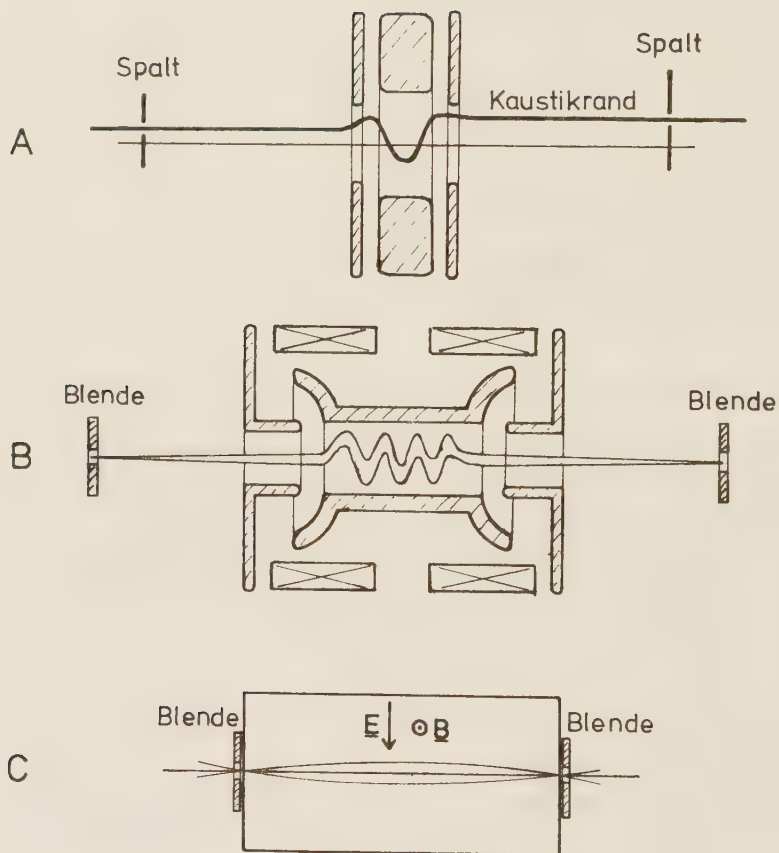


Fig. 3 Die drei Möglichkeiten der Monochromatisierung mit Erhaltung der optischen Achse.

- A Möllenstedt-Linse
- B Filterlinse nach Hartl
- C Wien-Filter.

Die optimale Einstellung des Strahlers wird so vorgenommen, daß man, bei gleichzeitiger Beurteilung eines Leuchtschirmbildes, bei geringstmöglicher Heiz- und Wehneltspannung, l so variiert, daß sich ein Strahl maximaler Helligkeit ergibt.

Dafür lassen sich folgende Erfahrungswerte angeben:

$h = 3 - 4 \text{ mm}$

Heizstrom : 2 A

$l = 0.1 - 0.5 \text{ mm}$

Wehneltspannung: 35 - 40 V

$b_w = 1.3 \text{ mm}$

3. Monochromator

3.1 Auswahl des dispersiven Elements

Für den Aufbau eines Monochromators sind prinzipiell eine ganze Reihe von differentiellen, dispersiven Elementen verwendbar [13] .

Will man jedoch, wie in dieser Arbeit, auf eine optische Achse nicht verzichten, so wird die Menge der möglichen Anordnungen ganz wesentlich beschränkt. In Konkurrenz stehen dann nur noch die Möllenstedt-Linse [14] , die Filterlinse [15] und das Wien-Filter [16] . Siehe Fig. 3.

Nachteil der Möllenstedt-Linse ist der intensitätsschwache Kaustikstrahlengang mit der Notwendigkeit, 2 Feinspalte von 1μ Breite parallel justieren zu müssen.

Dagegen erhält man mit der Hartl'schen Filterlinse stigmatische Abbildung, jedoch müssen zur Erzielung der nötigen Dispersion die Elektronen bis auf einige Zehntel eV abgebremst werden.

Diese Verlangsamung bewirkt als unerwünschten Effekt eine nicht mehr zu vernachlässigende Raumladung in der Linsenmitte, die Defokussierung und Verschlechterung der Auflösung mit sich bringt, bei Stromdichten, die in einem Spektrometer jederzeit erreicht werden können [15, 17] .

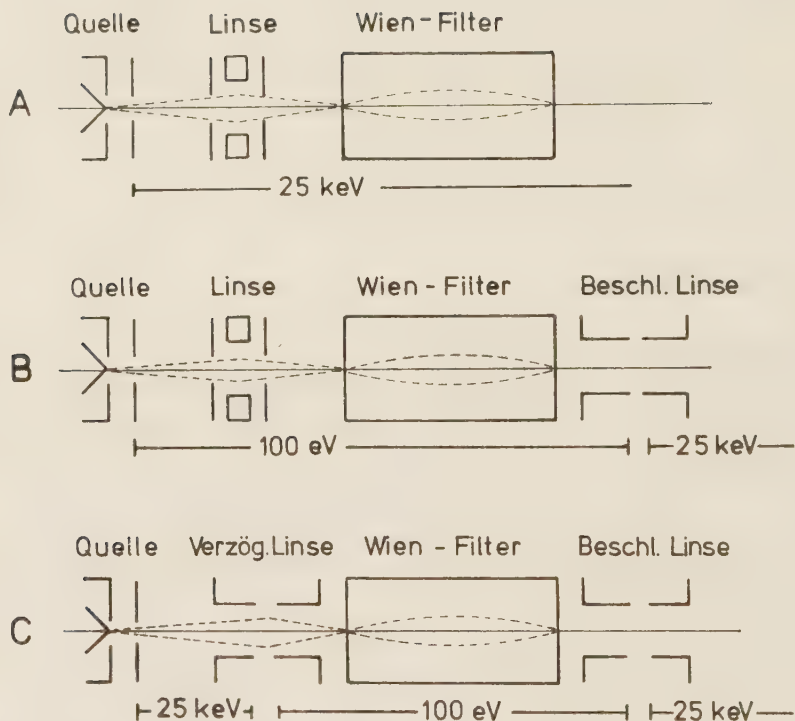


Fig. 4 Die drei Möglichkeiten der Monochromatisierung mit einem Wien-Filter.

- A Direkte Monochromatisierung schneller Elektronen
- B Direkte Monochromatisierung langsamer Elektronen und Nachbeschleunigung
- C Monochromatisierung nach Abbremsung und anschließende Nachbeschleunigung.

Diesen Nachteil weist das Wien-Filter nicht auf; die gleiche Dispersion ist hier bei um 2 Größenordnungen höherer Elektronenenergie möglich. Dem steht als Nachteil gegenüber, daß eine spezielle Elektronenoptik zur Abbremsung, Nachbeschleunigung und stigmatische Fokussierung nötig ist [16] .

Dies wird im nächsten Abschnitt erläutert.

3.2 Notwendigkeit von Verzögerung und Nachbeschleunigung

Als einfachste Version ist eine Anordnung wie in Fig. 4 A möglich, bei der die vom Strahler erzeugten 25 keV-Elektronen direkt monochromatisiert werden.

Geht man von einem vernünftigen Wert für die Filterlänge von 10 cm aus, so folgt aus einer einfachen, hier nicht wiedergegebenen Rechnung, daß zur Erzielung des unrealistisch niedrigen Wertes für die Dispersion von $10^{-4} \frac{\text{cm}}{\text{Volt}}$ bereits ein sehr hohes elektrisches Feld von $1.6 \cdot 10^4 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ erforderlich ist. Ein nach diesem Prinzip von Andersen gebautes Filter hat eine Länge von 30 cm bei einer Elektronenenergie von nur 10 keV [18] .

Da sich eine höhere Dispersion nur durch Senkung der Elektronenenergie erreichen läßt, ist eine Anordnung nach Fig. 4 B denkbar, wo die mit geringer Energie aus dem Strahler austretenden Elektronen monochromatisiert und zuletzt nachbeschleunigt werden. Jedoch darf hier nicht übersehen werden, daß als Folge der geringen elektrischen Feldstärke vor der Kathode der Richtstrahlwert durch Raumladung stark vermindert wird [19] .

Nach diesem Prinzip gebaute Monochromatoren sind über das Versuchsstadium nicht hinausgekommen [20] [21] .

Als letzte Möglichkeit bleibt schließlich noch die von Geiger praktizierte Methode, die Elektronen in der Quelle zunächst hoch zu beschleunigen, vor dem Wien-Filter abzubremsen und nach erfolgter Monochromatisierung wieder nachzubeschleunigen [16] (s. Fig. 4 C). Nach diesem Prinzip gebaute Geräte sind allen anderen an Auflösung überlegen; der beste bis heute erreichte Wert liegt unter 2 meV [22] .

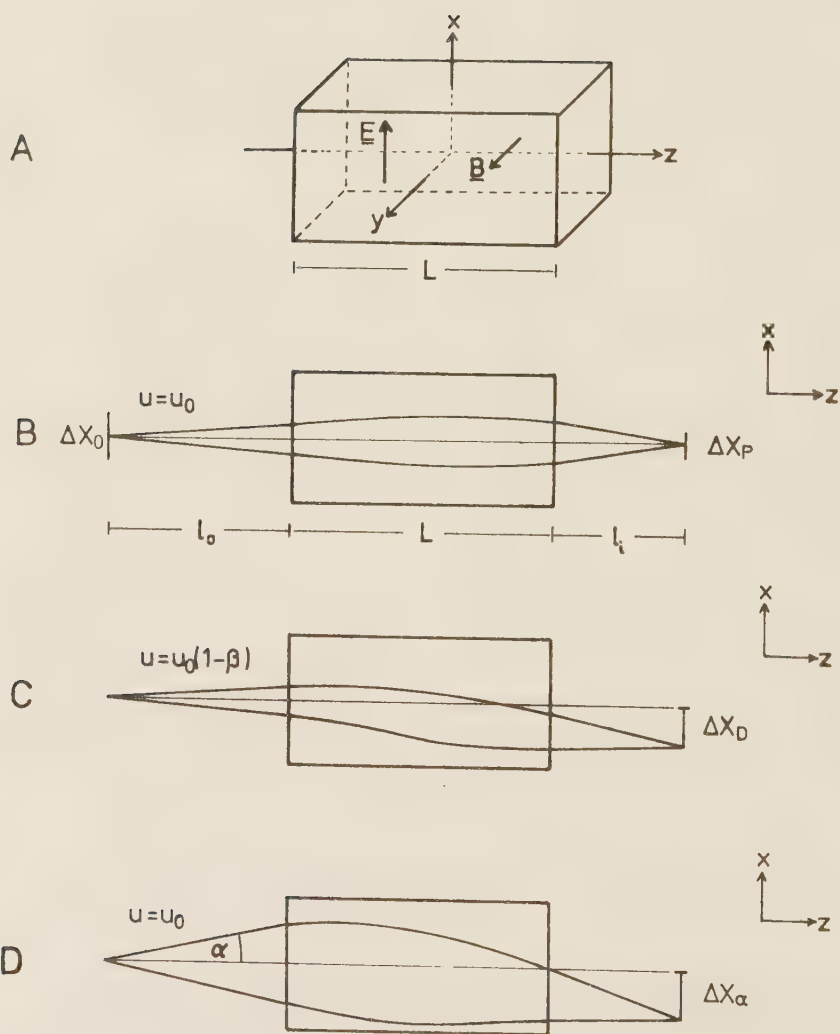


Fig. 5 Zur Theorie des Wien-Filter.

A Koordinaten und Felder, B Fokussierungslänge,
C Dispersion, D Öffnungsfehler.

Der im folgenden beschriebene Monochromator ist ebenfalls nach diesem Prinzip aufgebaut.

3.3 Abriß der Theorie des Wien-Filters

3.3.1 Homogene Felder

In einem Gebiet um die optische Achse z existiere nach Fig.5 A ein homogenes elektrisches und magnetisches Feld

$$\left. \begin{aligned} \underline{E} &= \{E, 0, 0\} \\ \underline{B} &= \{0, B, 0\} \end{aligned} \right\} \text{ für } |z| \leq \frac{L}{2}$$

Für Elektronen gelten die Bewegungsgleichungen und der Energiesatz

$$(3) \quad \left\{ \begin{aligned} \ddot{x} &= -\frac{e}{m} (E - B \cdot \dot{z}) \\ \ddot{y} &= 0 \\ \ddot{z} &= -\frac{e}{m} \cdot B \cdot \dot{x} \\ \dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2 &= 2 \frac{e}{m} (U - E \cdot x) \end{aligned} \right.$$

wobei $e \cdot U$ die Energie der einfallenden Elektronen ist.

Mit folgenden Abkürzungen

$$e = \frac{e}{m} \cdot E, \quad b = \frac{e}{m} \cdot B \quad \text{und} \quad u = \frac{e}{m} \cdot U$$

erhält man die strenge Differentialgleichung für die Bahn

$$(4) \quad \frac{d^2 x}{dz^2} = \frac{b[2(u - e \cdot x) - \dot{y}^2]}{[2(u - e \cdot x) - (\dot{x}^2 + \dot{y}^2)]^{3/2}} - \frac{e}{2(u - e \cdot x) - \dot{x}^2 + \dot{y}^2}$$

Elektronen auf der z-Achse mit Geschwindigkeit v_0 bzw. Energie u_0 laufen kräftefrei, wenn

$$(5) \quad v_0 = (2u_0)^{1/2} = \frac{e}{b} \quad \text{ist.}$$

v_0 und u_0 werden als Sollgeschwindigkeit bzw. Sollenergie bezeichnet.

Für Elektronen, deren Energie geringfügig von der Sollenergie abweicht

$$(6) \quad u = u_0(1+\beta) \quad \text{mit} \quad \beta \ll 1$$

und deren Abstand x und Bahnneigung $\alpha = \frac{dx}{dz}$ klein bleiben, läßt sich die rechte Seite von (4) nach Potenzen von x, β und $\frac{dx}{dz}$ entwickeln. Abbruch nach den quadratischen Gliedern führt zu

$$(7) \quad \frac{d^2x}{dz^2} + C^2x = \frac{1}{2}C\beta - \frac{5}{2}C^3x^2 + \frac{1}{2}C\left(\frac{dx}{dz}\right)^2 - \frac{1}{2}C\alpha_0^2 + \frac{5}{2}C^2\beta x$$

hierbei sind $C = \frac{b^2}{e} = \frac{e}{2u_0}$ und α_0 die Neigung beim Eintritt in das Feld.

Faßt man die rechte Seite von (7) zu $f(z)$ zusammen, so erhält man durch Integration die Bahngleichung

$$(8) \quad x = a \cdot r_1 + b \cdot r_2 + r_2 \int \frac{r_1 f(z) dz}{r_1 r_2' - r_1' r_2} - r_1 \int \frac{r_2 f(z) dz}{r_1 r_2' - r_1' r_2}$$

Dabei sind $r_1 = \cos Cz$ und $r_2 = \sin Cz$ die Lösungen des homogenen Teils von (7), sowie a und b durch die Anfangsbedingungen festzulegende Konstanten.

Die Lösung des homogenen Teils von (7) unter den in Fig. 5 B gegebenen Anfangsbedingungen führt zur Fokussierung 1. Ordnung

$$(9) \quad l_0 \cdot l_i - C^{-2} = C^{-1} \cdot (l_0 + l_i) \cdot \operatorname{ctg} (C \cdot L)$$

und zur Vergrößerung M

$$(10) \quad M = \cos (C \cdot L) - C \cdot l_i \cdot \sin (C \cdot L).$$

Ein Objekt Δx_0 erzeugt ein Bild Δx_p nach

$$(11) \quad \Delta x_p = M \cdot \Delta x_0$$

wobei darauf hingewiesen wird, daß es sich um eine astigmatische Abbildung handelt, da die Elektronen in y -Richtung nicht fokussiert werden.

Lösung von (7) unter Mitnahme des 1. Terms der rechten Seite liefert die Dispersion

$$(12) \quad \Delta x_D = \frac{(1-M)}{2C} \cdot \beta$$

Wie in Fig. 5 C dargestellt, wird dabei ein Paraxialbündel mit geringfügig von u_0 abweichender Energie im Abstand Δx_D neben die optische Achse fokussiert.

Schließlich erhält man bei Berücksichtigung des 2., 3. und 4. Terms der rechten Seite von (7) den mittleren quadratischen Öffnungsfehler:

$$(13) \quad \Delta x_\alpha = -\frac{\alpha^2}{C} \left\{ \left(\frac{5}{2 \sin^2 CL} - 1 \right) \frac{1}{M^2} - \left(\frac{5}{2 \sin^2 CL} + \frac{5 \cos CL}{\sin^2 CL} \right) \frac{1}{M} + \left(\frac{5}{2 \sin^2 CL} - 1 \right) M + \left(\frac{5}{2 \sin^2 CL} + \frac{5 \cos CL}{\sin^2 CL} \right) \right\}$$

Die Randstrahlen eines Bündels mit Sollenergie u_0 und Öffnungswinkel α werden in diesem Fall im Abstand Δx_α neben die Achse abgebildet.

Dies ist in Fig. 5 D angegeben.

1953 haben Johnson und Nier die Eigenschaften eines Systems bestehend aus elektrischem Sektorfeld und dazu senkrechtem homogenen Magnetfeld berechnet [23]. Aus den dort angegebenen Beziehungen wurden die Gleichungen (9), (10), (12) und (13) durch einen Grenzübergang gewonnen.

Die Gleichungen (11), (12) und (13) sind auch 1967 von Andersen angegeben worden [18].

Für $l_1 = l_0 = 0$ rücken Objekt und Bild an die Filtergrenzen. Für diesen sogenannten Henneberg-Fall folgen aus (10), (11), (12) und (13) die bekannten Beziehungen

$$(14) \quad L_0 = \frac{\pi}{C} \quad (\text{Henneberg-Länge})$$

$$(15) \quad M = -1, \quad \Delta x_p = -\Delta x_0$$

$$(16) \quad \Delta x_D = \frac{L_0}{\pi} \cdot \beta$$

$$(17) \quad \Delta x_\alpha = \frac{2L_0}{\pi} \cdot \alpha^2$$

Es wird eine möglichst hohe Ausbeute an monochromatisierten Elektronen verlangt. Diese Forderung führt zu der zusätzlichen Bedingung [16]

$$(18) \quad \Delta x_p = \Delta x_0 = \Delta x_a$$

3.3.2 Inhomogene Felder

Die oben durchgeführte Berechnung mit homogenen Feldern ist nur dann physikalisch sinnvoll, wenn die Ausdehnung der Streufeldbereiche in der Umgebung der Ebene $|z| = \frac{L}{2}$ gegen die Filterlänge L vernachlässigt werden kann.

Bei einem Kondensatorplatten- bzw. Polschuhabstand von einigen Millimetern wäre eine Filterlänge von einigen 10 cm nötig. Lange Filter haben jedoch nach (17) einen großen Öffnungsfehler. Um diesen klein zu halten, ist eine geringe Baulänge anzustreben. Daher wird eine Berechnung unter Berücksichtigung der Streufelder durchgeführt.

Man denke sich in Fig. 5 A das Magnetfeld durch die vordere und hintere, sowie das elektrische Feld durch die obere und untere Begrenzungsfläche des Quaders erzeugt.

Es ist dann

$$\underline{e}(x,y,z) = \{e_x(x,y,z), e_y(x,y,z), e_z(x,y,z)\}$$

$$\underline{b}(x,y,z) = \{b_x(x,y,z), b_y(x,y,z), b_z(x,y,z)\}$$

$$\text{mit} \quad \underline{e} = \left(\frac{e}{m}\right) \cdot E \quad \underline{b} = \left(\frac{e}{m}\right) \cdot B$$

Bewegungsgleichungen und Energiesatz lauten jetzt

$$(19) \quad \left\{ \begin{array}{lcl} -\ddot{x} & = & e_x + \dot{y} \cdot b_z - \dot{z} \cdot b_y \\ -\ddot{y} & = & e_y + \dot{z} \cdot b_x - \dot{x} \cdot b_z \\ -\ddot{z} & = & e_z + \dot{x} \cdot b_y - \dot{y} \cdot b_x \\ \dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2 & = & 2 \left\{ u - \int_0^x e_x dx' - \int_0^y e_y dy' - \int_{-z_0}^z e_z dz' \right\} \end{array} \right.$$

Die Felder werden für die Umgebung der optischen Achse in Potenzreihen bis zur 1. Ordnung in x und y entwickelt. Wegen der Symmetrie müssen einige Koeffizienten verschwinden und man erhält

$$(20) \quad \begin{cases} e_x(x,y,z) = e_0 + \Delta e_x(0,0,z) \\ e_y(x,y,z) = 0 \\ e_z(x,y,z) = x \cdot \left. \frac{\partial e_z}{\partial x} \right|_{00z} \\ b_x(x,y,z) = 0 \\ b_y(x,y,z) = b_0 + \Delta b_y(0,0,z) \\ b_z(x,y,z) = y \cdot \left. \frac{\partial b_y}{\partial y} \right|_{00z} \end{cases}$$

Einsetzen von (20) in (19) und Streichen der quadratischen kleinen Glieder im Energiesatz ergibt die linearisierten Gleichungen:

$$(21) \quad \begin{cases} -\ddot{x} = (e_0 + \Delta e_x(0,0,z)) - \dot{z}(b_0 + \Delta b_y(0,0,z)) \\ -\ddot{y} = 0 \\ -\ddot{z} = x \left. \frac{\partial e_z}{\partial x} \right|_{00z} + \dot{x}(b_0 + \Delta b_y(0,0,z)) \\ \dot{z}^2 = 2(u - \mathcal{E}(z) \cdot x) \end{cases}$$

Wobei $\mathcal{E}(z) = e_0 + \Delta e_x(0,0,z) + \int_{-z_0}^z \left. \frac{\partial e_z}{\partial x} \right|_{00z} dz$ ist.

Da das elektrische Feld rotationsfrei ist, läßt sich der Integrand umformen und man erhält

$$\mathcal{E}(z) = e_0 + \Delta e_x(0,0,z) + (\Delta e_x(0,0,z) - \Delta e_x(0,0,-z_0))$$

Mit den Abkürzungen

$b(z) = b_0 + \Delta b_y(0,0,z)$ und $e(z) = e_0 + \Delta e_x(0,0,z)$
lautet die Differentialgleichung der Bahn

$$(22) \quad \frac{d^2 x}{dz^2} = b(z)(2u - \mathcal{E}(z) \cdot x)^{-1/2} - e(z)(2u - \mathcal{E}(z) \cdot x)^{-1}$$

Die Entwicklung dieser Gleichung für kleine x und β bis zur 1. Ordnung liefert dann unter der Voraussetzung

$$(23) \quad \frac{e(z)}{b(z)} = v_0 = \text{const}$$

den Ausdruck

$$(24) \quad \frac{d^2 x}{dz^2} + C_1^2(z) \cdot x = \frac{1}{2} C_2(z) \cdot \beta$$

$$\text{mit} \quad C_1(z) = C_2(z) \cdot \left(\frac{e(z)}{e(z)} \right)^{1/2} \quad \text{und} \quad C_2(z) = \frac{b^2(z)}{e(z)} = \frac{e(z)}{2u_0}$$

Gleichung (24) ist ebenfalls wie (7) eine lineare Differentialgleichung, nur mit dem Unterschied, daß jetzt die Koeffizienten Funktionen von z sind. Die Bahnen werden daher durch (8) beschrieben, wobei für r_1 und r_2 die Lösungen des homogenen Teils von (24) einzusetzen sind. Diese sind nicht mehr geschlossen darstellbar; man kann jedoch zeigen, daß auch in diesem Falle Fokussierung eintritt.

Dazu betrachte man den homogenen Teil von (24)

$$(25) \quad \frac{d^2 x}{dz^2} = -C_1^2(z) \cdot x$$

Da die Felder stets so beschaffen sind, daß $C_1(z) > 0$ ist, treten bei der Bahnbewegung eines Elektrons nur rücktreibende Kräfte auf, die Ablenkung zur optischen Achse hin bewirken.

Sei $x(z)$ eine spezielle, für bestimmte Anfangsbedingungen festgelegte Lösung. Am Startpunkt $-z_0$ sei $x(-z_0) = 0$ und der Vektor der Anfangsgeschwindigkeit bilde einen kleinen Winkel mit der optischen Achse. Wegen der rücktreibenden Kräfte muß dann ein zweiter Ort z_1 auf der Achse existieren, für den $x(z_1) = 0$ ist. Da für diesen Typ von Differentialgleichung $x(z)$ und $a \cdot x(z)$ Lösungen sind, müssen benachbarte Bahnen die gleichen Schnittpunkte auf der optischen Achse haben.

Damit ist gezeigt, daß auch ein Wien-Filter mit realen Feldern in 1. Ordnung fokussiert. Die Dispersion wird ebenfalls nicht beeinträchtigt, wie aus der rechten Seite von (24) zu ersehen ist. Inwieweit der Öffnungsfehler beeinflußt wird, läßt sich in dieser Näherung nicht feststellen; dazu sind Entwicklungen der Felder und der Bahn-
gleichung bis zur 2. Ordnung nötig. Eine anschauliche Überlegung ergibt jedoch, daß der Öffnungsfehler größer sein muß, als bei homogenen Feldern, da in der Umgebung der optischen Achse mit wachsendem x das elektrische Feld zu und das magnetische abnimmt.

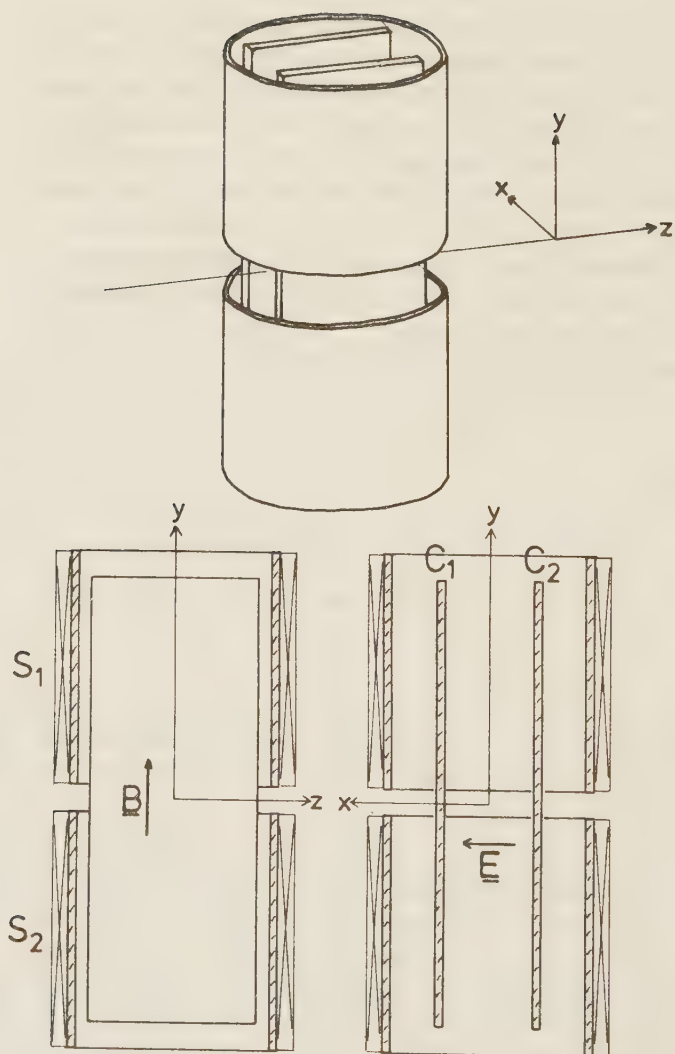


Fig. 6 Realisierung der Felder für das Wien-Filter.

2 Spulen, S_1 und S_2 , die sich in geringem Abstand gegenüberstehen, erzeugen das Magnetfeld B in y -Richtung. Das in x -Richtung weisende elektrische Feld E wird von den Kondensatorplatten C_1 und C_2 im Inneren der Spule erzeugt.

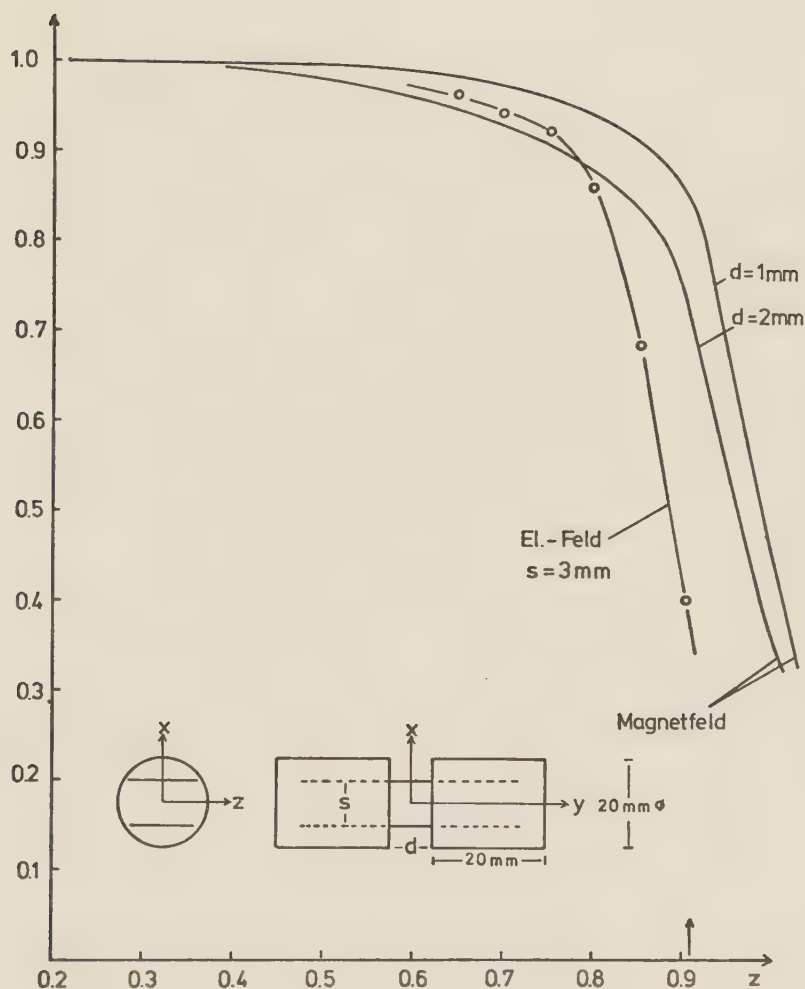


Fig. 7 Beispiel einer Feldanpassung.

Aufgetragen ist das normierte elektrische bzw. magnetische Feld gegen die z -Achse. z ist in Einheiten des mittl. Spulenradius angegeben. Der Pfeil bei $z = 0,91$ markiert das Ende der Kondensatorplatte. Gute Übereinstimmung ergibt sich für $d = 1,5$ und $s = 3 \text{ mm}$ über 75 % der Filterlänge.

3.4 Aufbau des Wien-Filterers

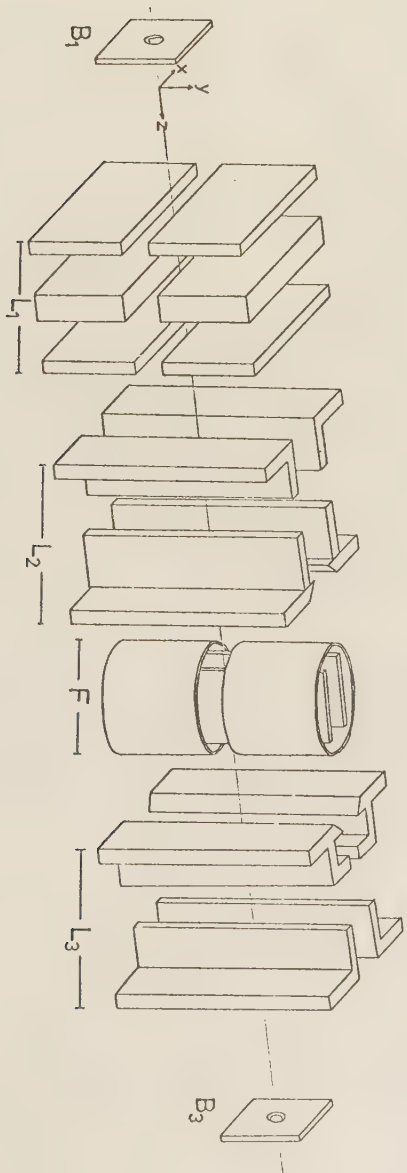
Für das hier entwickelte Wien-Filter sind die Felder, wie in Fig. 6 gezeigt, realisiert. Zwei auf Metallrohr geringer Wandstärke und von 20 mm Durchmesser gewickelte Spulen S_1 und S_2 stehen sich in geringem Abstand gegenüber und erzeugen das Magnetfeld B . Das elektrische Feld E wird von den im Rohrinneren befindlichen Kondensatorplatten C_1 und C_2 erzeugt. Die Elektronen bewegen sich längs der z-Achse durch die von Spulen und Platten begrenzte Öffnung.

Diese Anordnung hat den Vorteil, daß sich das Magnetfeld in einfacher Weise und mit großer Genauigkeit aus Tabellen berechnen läßt [24] und daß das elektrische Feld, weil die Ausdehnung des Kondensators in y-Richtung groß gegen den Plattenabstand ist, als eben betrachtet werden kann. Weiterhin ist durch Änderung des Spulen- bzw. Plattenabstandes die Form der Felder manipulierbar.

Über das elektrische Feld eines durch einen geschlitzten Zylinder vom Potential 0 abgeschirmten Kondensator, dessen Platten sich auf den Potentialen $+\frac{U}{2}$ und $-\frac{U}{2}$ befinden, lagen in der Literatur keine Angaben vor. Daher wurde ein 20fach vergrößertes Modell, bei dem Plattenform und -Abstand variabel waren, angefertigt. Aus den im elektrolytischen Trog aufgenommenen Potentialverteilungen ließen sich dann durch graphisches Differenzieren die Feldverteilungen ermitteln.

Fig. 7 gibt die jetzt benutzte Feldanpassung wieder. Bei ebenen Platten in 3 mm Abstand und einer Spulenschlitzbreite von 1,5 mm ergibt sich über mehr als 75 % der Filterlänge gute Übereinstimmung der Felder gemäß Bedingung (23). Die Verletzung auf den letzten 25 % der Länge wirkt sich in praxi nicht nachteilig aus, da dort die Felder stark abfallen.

Fig. 8 Vereinfachte perspektivische Darstellung des Monochromators.



B_1 Quellenblende, L_1 Einzellinse, L_2 Verzögerungslinse, F Wien-Filter, L_3 Beschleunigungslinse, B_3 Energieblende

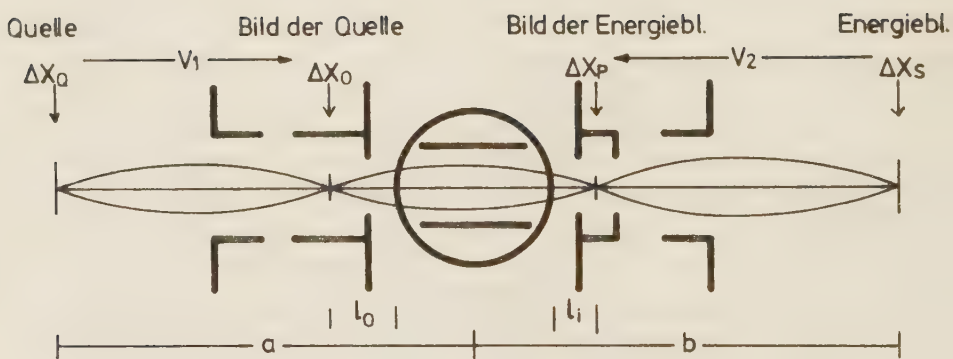


Fig. 9 Das Abbildungsproblem des Monochromators.
 Die Quelle muß mit der richtigen Vergrößerung v_1
 in den Eingang des Filters abgebildet werden;
 ebenso die Energieblende mit v_2 in den Ausgang.

3.5 Linsen

Um die Forderung nach hoher Dispersion zu erfüllen, müssen die Elektronen vor Eintritt in das Filter verzögert und nach dem Austritt wieder auf die alte Energie beschleunigt werden. Dazu sind Immersionslinsen nötig, die die Quelle mit der richtigen Vergrößerung auf den Filtereingang und den Ausgang auf die Energieblende abbilden (Feldlinsen). Weiterhin soll das optische System den Astigmatismus des Wien-Filters korrigieren, um eine stigmatische Abbildung der Quelle in die Energieblende zu erreichen.

Diese Korrektur ist auf verschiedene Weise möglich. Man kann z.B. eine Immersionslinse in x und y - Richtung mit verschiedenen Brechkräften ausstatten, oder auch beide [16] . Da diese Methode den Nachteil hat, daß die Brechkräfte nicht mehr unabhängig voneinander variiert werden können, wurde die in Fig. 8 skizzierte Lösung gewählt. Verzögerungs- und Beschleunigungslinse sind ebenfalls als in x - Richtung fokussierende Zylinderlinsen ausgebildet ; eine zusätzliche, vor der Verzögerungslinse angeordnete Einzellinse fokussiert in y - Richtung. Man kann den Strahlengang dieser Anordnung der Fig. 13 entnehmen.

Über die Abbildungseigenschaften von zylindrischen Immersionslinsen bei hohen Spannungsverhältnissen existierten in der Literatur keine Angaben. Über rotationssymmetrische Linsen lagen jedoch einige, mit einem Schattenverfahren ermittelte Daten von Hamisch und Oldenburg vor [25] . Nach diesen Angaben war es zunächst möglich, die günstigste Form der Linsen festzulegen.

Wie in Fig. 9 skizziert, müssen zur Berechnung der Parameter des Wien-Filters die Größen l_1 , l_0 , v_1 und v_2 bekannt sein. Sie wurden mit dem von Hamisch und Oldenburg angegebenen Schattenverfahren bestimmt [25] .

Die Messungen zeigten, daß bei den verwendeten Linsentypen die Brechkräfte auf der hochliegenden Seite so groß sind, daß

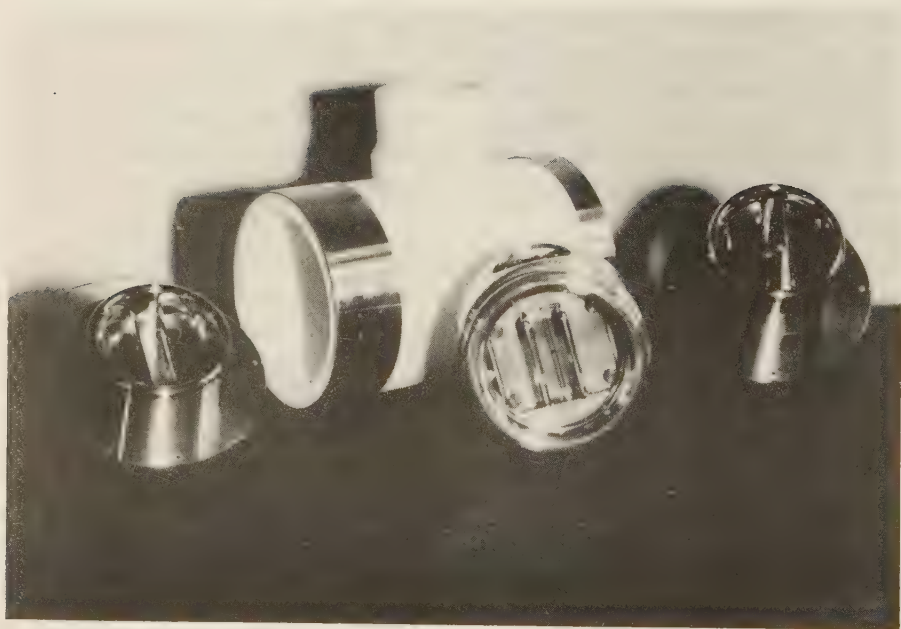


Fig. 10 Hauptbauteil des Monochromators, auseinanderge-
nommen.

Von links nach rechts: Erdelektrode Verzögerungs-
linse, Isolator, Wien-Filter und Erdelektrode
Beschleunigungslinse

die Bilder im Linseninneren liegen. Es ist daher nicht möglich, das Filter in dem besonders günstigen Henneberg-Fall (siehe die Gleichungen (14) bis (17)) mit Abbildung auf die Feldgrenzen zu betreiben.

3.6 Zusammenstellung der Daten

Für $eU_1 = 23.125 \text{ keV}$ und $eU_0 = 100 \text{ eV}$ gelten folgende, experimentell ermittelte und in Fig. 9 definierte Linsendaten:

Verzögerungslinse	$l_0 = 10 \text{ mm}$	$v_1 = 0.2$
Beschleunigungslinse	$l_1 = 5 \text{ mm}$	$v_2 = 0.04$

Damit lassen sich nach I.3.3 die Eigenschaften des Wien-Filters berechnen.

Bei vorgegebener Filterlänge von 20 mm und geforderter Energieauflösung ergeben sich:

Fokussierungslänge	$l_0 + L + l_1 = 35 \text{ mm}$
Vergrößerung	$M = -0.5$
Magnetfeld	$B_0 = 32.5 \text{ Gauß}$
Elektrisches Feld	$E_0 = 195 \text{ V/cm}$
Durchmesser Quelle	$\Delta x_Q = 40 \mu$
Halber Aperturwinkel der Quelle	$\alpha = 10^{-4} \text{ rad}$
Durchmesser Energieblende	$\Delta x_S = 100 \mu$
Brennweite Einzellinse	$f = 150 \text{ mm}$

Diesen Werten seien die experimentell ermittelten bei einer Auflösung des Spektrometers von 40 meV gegenübergestellt.

Elektronenenergie	$e \cdot U_0 = 95 \text{ eV}$
Magnetfeld	$B_0 = 31.8 \text{ Gauß}$
Elektrisches Feld	$E_0 = 175 \text{ V/cm}$
Durchmesser Quelle	$\Delta x_Q = 30 \mu$
Halber Aperturwinkel der Quelle	$\alpha = 8 \cdot 10^{-5} \text{ rad}$
Durchmesser Energieblende	$\Delta x_S = 100 \mu$

Aus Fig. 10 geht der technische Aufbau des Monochromators hervor. Immersionslinsen, Isolator und Wien-Filter sind zu

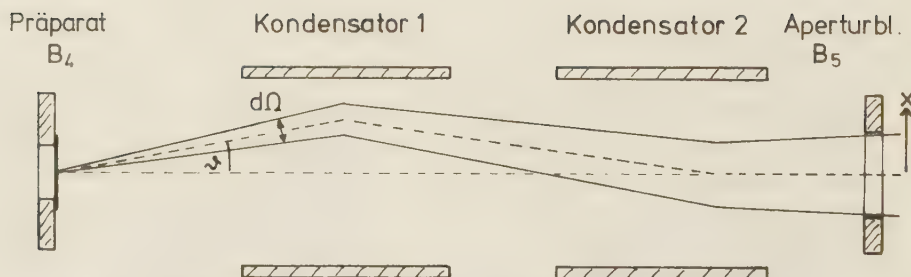


Fig. 11 Prinzip der elektrost. Winkelablenkung.

Die Achse des zum Streuwinkel ϑ gehörenden Kegels $d\Omega$ wird in die optische Achse zurückgelenkt.
Asymptotischer Strahlengang.

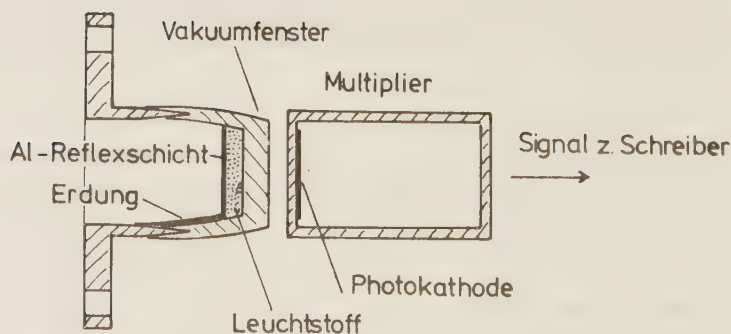


Fig. 12 Prinzip der Nachweisvorrichtung.

einer mechanischen Einheit verbunden. Die Zuführung der Spannungen erfolgt von oben. Das Bauteil ist im Spektrometergehäuse justierbar untergebracht.

4. Schleuse und Präparathalter

Die Schleuse gestattet raschen Probenwechsel ohne Belüftung der übrigen Apparatur.

Präparate können bis 300 °C aufgeheizt, bzw. bis auf die Temperatur flüssigen Stickstoffs gekühlt werden. Die Kontrolle erfolgt über ein Thermoelement.

Die Probenblende ist um die optische Achse drehbar. Auf diese Weise lassen sich bei Einkristallen bestimmte, in der Oberfläche liegende kristallographische Richtungen in die apparativ vorgegebene Richtung des k-Übertrags legen. Weiterhin ist auch eine 90 Grad-Drehung um die Vertikalachse möglich; danach sind Bedampfungen der mit einer Trägerfolie bedeckten Probenblende im Spektrometer durchführbar. Dafür steht eine, durch ein Schiebeventil abtrennbare und mit eigenem Pumpsystem versehene Verdampferkammer zur Verfügung.

5. Ablenkeinrichtung

Mit einer elektrostatischen Ablenkeinheit kann der Streuwinkel und damit der k-Übertrag vorgewählt werden. Wie in Fig. 11 gezeigt, werden die in den Winkel ϑ gestreuten Elektronen wieder auf die optische Achse zurückgelenkt. Dies ist dann der Fall, wenn die Spannung des zweiten Kondensators ein fester negativer Bruchteil der am ersten Kondensator liegenden Ablenkspannung ist.

Tests mit Te und Al - Präparaten ergaben innerhalb der Fehlergrenzen von $\pm 1\%$ die Linearität und Reproduzierbarkeit der Relation zwischen Streuwinkel und Ablenkspannung bis zu Winkeln von $5.6 \cdot 10^{-2}$ rad [26].

6. Analysator

Als Analysator dient eine verbesserte Version der Hartl'schen Filterlinse [15] . Ihre Vorzüge sind einfacher Aufbau und zum Teil bekannte Eigenschaften. Die beim Betrieb als Monochromator bei höheren Stromdichten wirksam werdende Verschlechterung der Auflösung durch Raumladungseffekte (siehe auch II 3.1), spielt beim Betrieb als Analysator keine Rolle, da der vorge-schaltete Monochromator die Stromdichte um Größenordnungen reduziert.

Ein weiterer Vorzug dieses Systems ist, daß sich durch Variation von Linsenspannung und Magnetfeld Energieauflösung und Licht-stärke dem jeweiligen Meßproblem anpassen lassen. Die hoch-auflösenden Betriebszustände sind durch starke Abbremsung der Elektronen und ein schwaches Magnetfeld charakterisiert, im Gegensatz zu den lichtstarken, wo die Bremsung schwächer und das Magnetfeld stärker ist.

Während über die lichtstarken Arbeitspunkte bezüglich Auflösung und Intensität eine genaue Untersuchung vorliegt [26] , ist über die hochauflösenden noch wenig bekannt.

Die für den Betrieb mit Monochromator vorgenommene Einstellung ist daher möglicherweise noch nicht die optimale.

In folgender Tabelle sind die wichtigsten Daten des Analysators angegeben:

Betriebszustand:	hohe Lichtstärke	hohe Auflösung
$U_{\text{Linse}} - U_{\text{Kathode}} \quad (\text{V})$	+ 9.3	- 0.6
Magnetfeld $\quad (\text{Gauß})$	26.7	24.4
$\varnothing$ Eingangsblende $\quad (\mu)$	200	100
Halber Aperturwinkel (rad)	$5.5 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}
$\varnothing$ Ausgangsblende $\quad (\mu)$	100	50
Spektrometerauflösung (eV)	0.8	0.04

In der technischen Ausführung unterscheidet sich die hier verwendete Linse von der Hartl'schen hauptsächlich durch die Form des Magnetfeldes, womit eine bessere Trennung der Fokalfpunkte erreicht wird.

7. Nachweisvorrichtung

Der Nachweis der Elektronen erfolgt nach der konventionellen Methode über einen im Vakuum befindlichen Durchsichtleuchtschirm, dem außerhalb ein geschlossener Multiplier gegenübersteht.

Neben der Auswahl einer rauscharmen Multipliertype und der Anpassung der Spektralfunktionen von Leuchtstoff und Photokathode ist eine Optimierung der Leuchtschirme wichtig. Deshalb sind diese nach einem Verfahren für Fernsehschirme hergestellt [12] und in der Dicke genau der Elektronenenergie des Spektrometers angepaßt. Ihr Aufbau geht aus Fig. 12 hervor.

Beim verwendeten Leuchtstoff handelt es sich um Ag und Ni dotiertes ZnS mit sehr kleiner Abklingzeit von $5 \cdot 10^{-7}$ sec (JEDEC-Klassifikation : P 11), im Hinblick auf späteren Zählbetrieb.

Ein Vergleich des Multiplierstroms bei bekannter Quantenausbeute und Verstärkung mit dem wirklichen Strahlstrom ergibt, daß pro Elektron $2 \cdot 10^3$ Lichtquanten auf die Photokathode fallen. Dieser Wert ist wesentlich besser, als bei früher verwendeten Systemen.

Die Anordnung der von II.2 bis II.7 beschriebenen Teile des Spektrometers ist schließlich in Fig. 13 dargestellt.

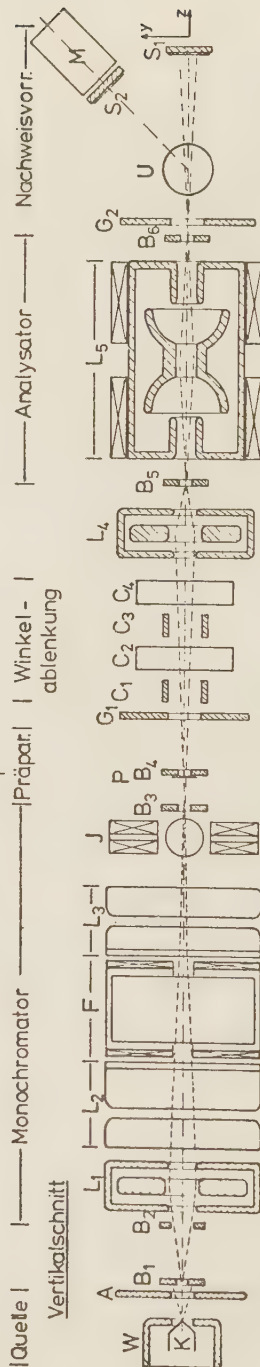
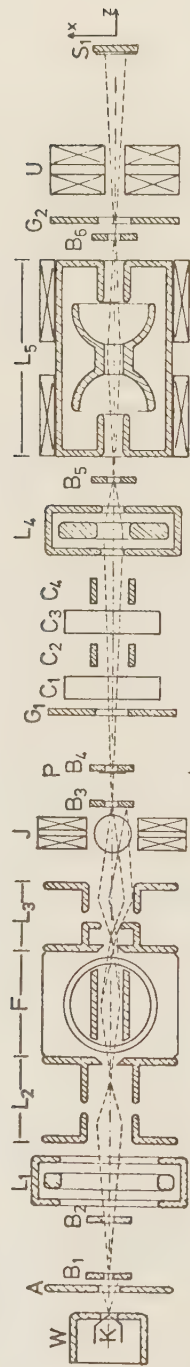
Die gestrichelten Linien geben den Strahlengang an. Man erkennt, daß die Abbildung der Quellenblende B_1 auf die Energieblende B_3 in den beiden Schnitten verschieden ist. Das auf B_4 befestigte Präparat befindet sich dicht hinter B_3 . Die Kondensorlinse L_4 ist jetzt noch nicht vorhanden; ihr Einbau wird die erste Maßnahme zur Erhöhung der Lichtstärke im hochauflösenden Betrieb sein.

Fig. 13

Elektronenspektrometer

Optik und Strahlengang

Horizontalschnitt



K Kathode	B Blenden	L ₃ Beschleunig.linse	F Wien-Filter	G Streuelektr. blenden	S Leuchtschirm
W Wehnelt	L ₁ Kondensor	L ₄ Kondensor (geplant)	J Magn. Justierfeld	C Ablenk Kondensor	M Multiplier
A Anode	L ₂ Verzögerg. linse	L ₅ Filterlinse	P Präparat	U Umlenktfeld	

8. Mechanischer Aufbau

Das Spektrometer ist waagrecht so auf einen Tisch montiert, daß der sitzende Experimentator die Einblickfenster für die Justierleuchtschirme etwa in Augenhöhe vor sich hat.

Eine solide Tischkonstruktion sorgt für ausreichende mechanische Stabilität.

Die gesamte Apparatur ist bis auf wenige Ausnahmen aus unmagnetischen Werkstoffen aufgebaut. Während Tisch und Tragkonstruktion aus Aluminium bestehen, sind alle Vakuumteile aus sogenanntem unmagnetischen Edelstahl. Elektronenoptische Teile und Teile, die der optischen Achse sehr nahe kommen, sind in CuNi 44 ausgeführt.

Das Gerät ist knapp 2 m lang und besitzt 6 Hochspannungsdurchführungen (davon eine zehnfach) und 17 mechanische Durchführungen zur Übertragung von Justier- bzw. Drehbewegungen. Die Anforderungen waren meist so speziell, daß keine handelsüblichen Teile verwendet werden konnten, sondern Eigenkonstruktionen notwendig waren.

Fig. 14 zeigt die Seitenansicht des Spektrometers.

9. Vakuum

Fig. 15 enthält einen Plan der Vakuumanlage.

Um die Verschmutzung elektronenoptischer Teile bei Elektronenbeschuß so gering wie möglich zu halten, ist ein gutes und kohlenwasserstoffarmes Vakuum erforderlich.

Dieses wird durch die 2 hintereinander angebrachten Tiefkühlfallen und die zusätzliche Booster-Pumpe erreicht.

Eine Elektronik überwacht das System und schaltet automatisch die Vorpumpe.

Im Dauerbetrieb ist ein Endvakuum von einigen 10^{-7} Torr ohne Ausheizen erreichbar.

Fig. 14 Seitenansicht des Spektrometers

Q	Quelle
M	Monochromator
P	Pumpsystem
S	Schleuse
A	Analysator
K	Kompensationsspulen

Abmessungen des Tisches: Länge 2 m, Breite 0,6 m

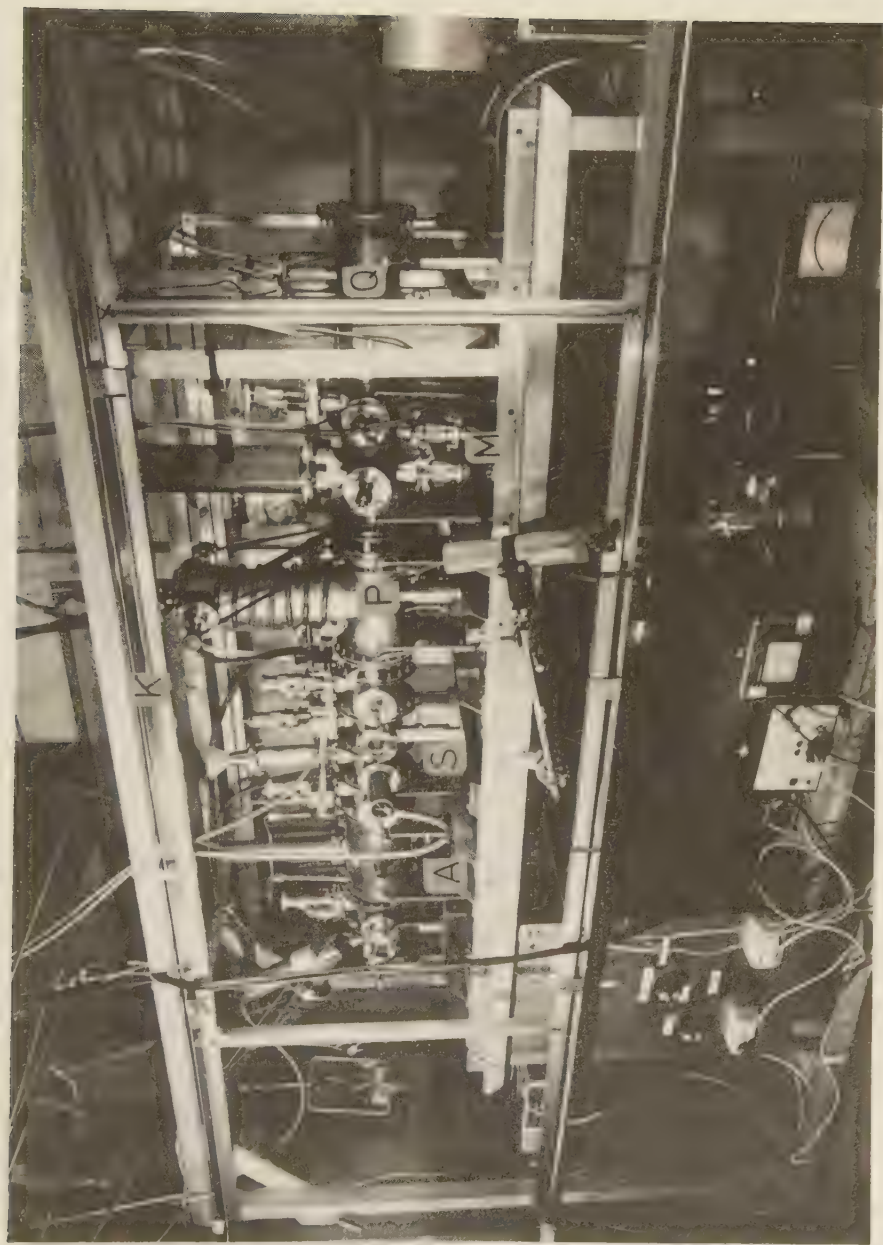
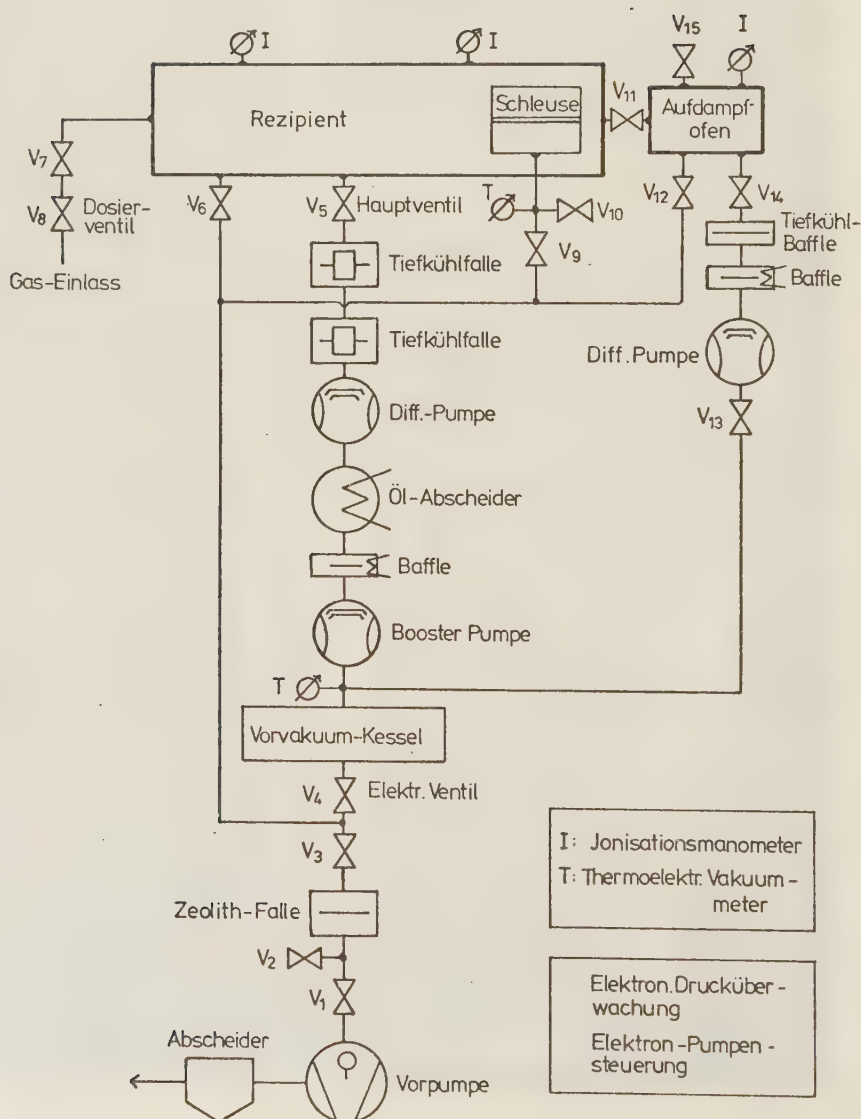


Fig. 15 Vakuumanlage



Der Rezipient und sein Inhalt sind nach den Grundsätzen der Ultrahochvakuumtechnik ausgeführt. Das betrifft die Wahl der Werkstoffe ebenso, wie die Verwendung von Federbälgen zur Übertragung mechanischer Bewegungen.

Mit Ausnahme weniger Einbauten (die leicht ausgetauscht werden können) ist die Apparatur bis 250°C ausheizbar. Mit einem Versuchsrezipienten wurden ohne Schwierigkeiten 10^{-9} Torr erreicht.

10. Kompensation magnetischer Störfelder

Abschätzungen für den Monochromator ergaben eine gerade noch zulässige Schwankung des Magnetfeldes von $\pm 10^{-4}$ Gauß.

Vorhanden waren

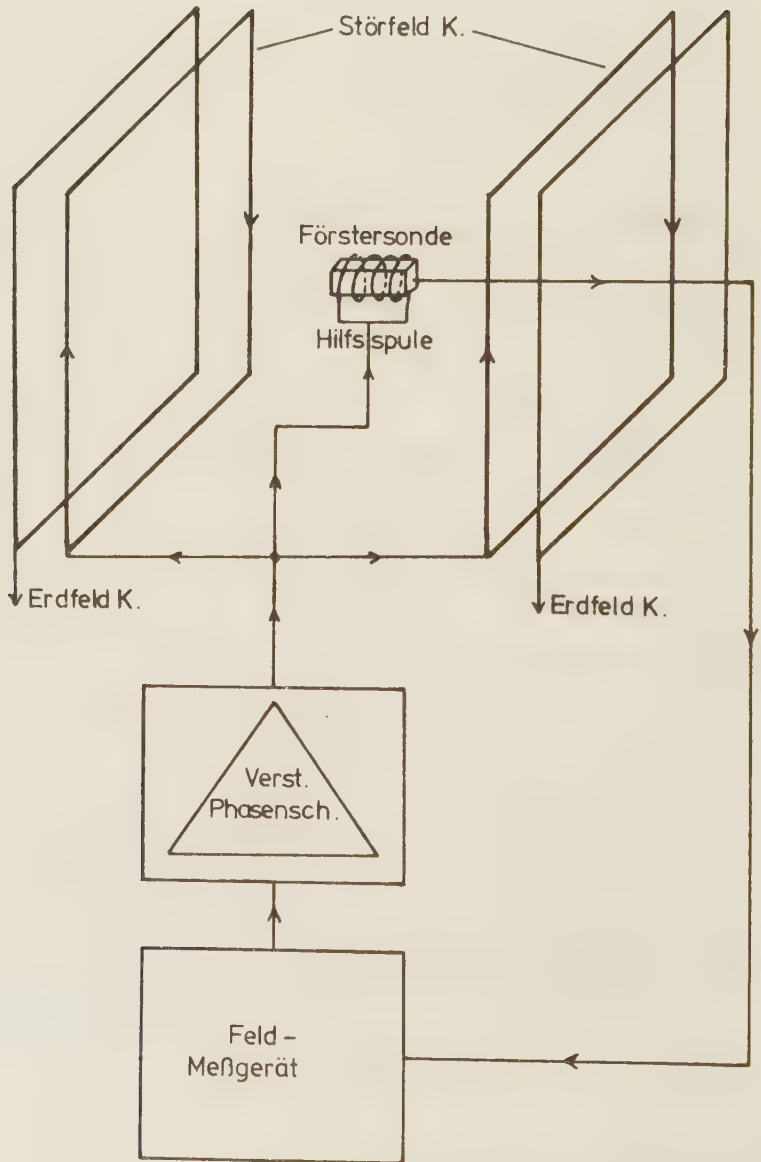
- a) ein zeitlich konstantes, leicht inhomogenes Feld, im folgenden als Erdfeld bezeichnet;
- b) ein homogenes, sich zeitlich änderndes Feld mit den Amplituden ± 20 m Gauß und einer Zeitkonstante von 0.5 sec;
- c) inhomogener 50 Hz-Brumm mit den Amplituden ± 1 m Gauß.

Dies bedeutete, daß ein statischer Abschirmfaktor von 200 erreicht werden mußte.

Da die von Koch gebaute Anlage [27] nur einen Faktor 10 erreichte und nicht in der Lage war, Brumm zu verarbeiten und eine Kammer aus hochpermeablem Material wegen der Kosten nicht in Frage kam, war es notwendig eine neue Abschirmung zu bauen.

Um die Nachteile des Proportionalreglers, nämlich hohe Verstärkung und dadurch bedingte Schwingneigung auszuschalten, wurde das Prinzip der Gegensteuerung angewendet. Dieses ist in Fig. 16 dargestellt. Das Erdfeld wird mit dem äußeren Spulenpaar kompensiert. Die auf die Förstersonde gelangende zeitliche Störung ΔB erzeugt über Elektronik und inneres

Fig. 16 Kompensation magnet. Störfelder



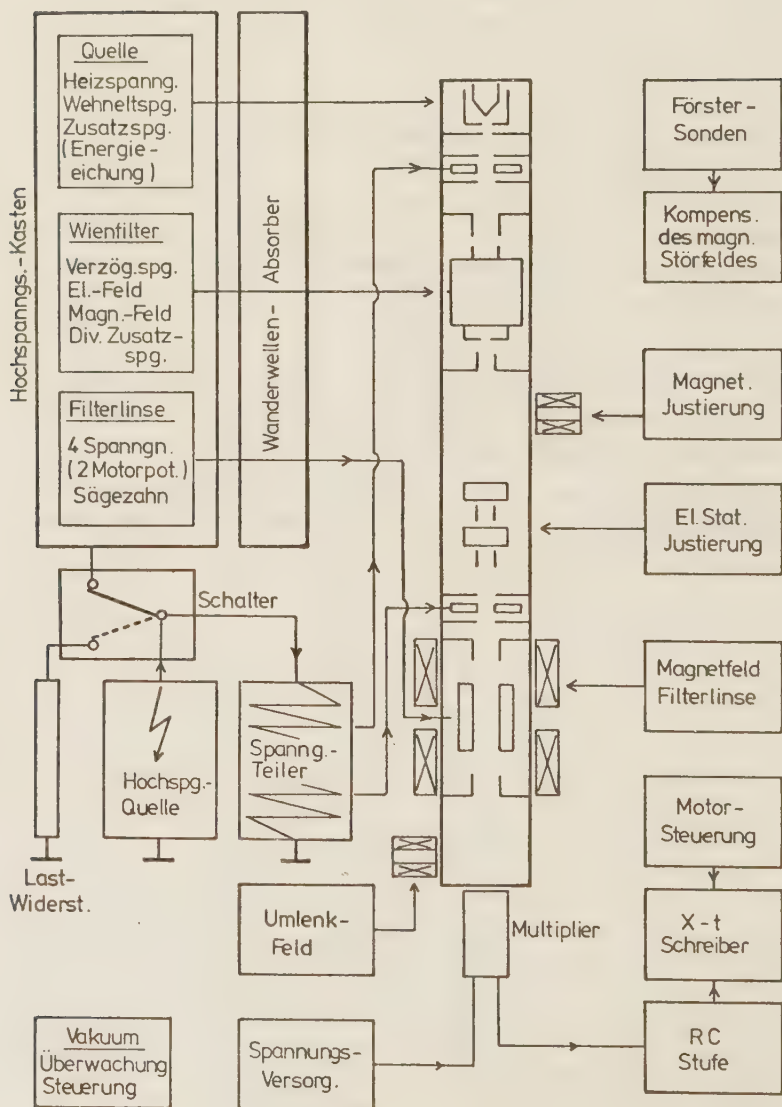
Spulenpaar die Kompensation - ΔB . Die Hilfsspule hat die Aufgabe, das vom inneren Spulenpaar erzeugte Feld lokal am Ort der Sonde zu kompensieren, so daß dort nur das Störfeld wirksam ist.

Wichtig ist die Homogenität des vom inneren Spulenpaar erzeugten Kompensationsfeldes. Dazu dient ein System von Rechteckspulen, das so berechnet ist, daß sich bei kurzer Baulänge und geringstmöglicher Behinderung des Experimentators gute Homogenität ergibt. In einem zylindrischen Gebiet um die optische Achse mit dem Durchmesser von 12 cm beträgt, über die ganze Länge der Apparatur, die Abweichung vom Mittelwert $\text{ca } 8 \cdot 10^{-3}$.

Die Anlage besitzt zwei zueinander senkrechte Systeme für die Kompensation der vertikalen, sowie der horizontalen, normal zur optischen Achse stehenden Feldkomponente.

Nach dieser Methode werden die langsamen Schwankungen auf weniger als ± 0.05 m Gauß und der Brumm auf ± 0.2 m Gauß reduziert.

Fig.17 Spektrometer - Elektronik



11. Elektronik

Fig. 17 enthält ein Blockschaltbild der Spektrometerelektronik. Sämtliche verwendeten Spannungen bzw. Ströme sind elektronisch stabilisiert.

Die im Hochspannungskasten befindlichen Spannungs- und Stromquellen sind Akkus bzw. galvanische Batterien mit nachgeschalteter, sehr präziser Stabilisierung (Konstanz $< 10^{-4}$). Die Schaltungen dazu befinden sich auf leicht auswechselbaren Steckkarten.

Ein vorgeschalteter Wanderwellenabsorber, welcher Funkenstrecken und eine Reihe Dämpfungsglieder enthält, erweist sich als vorzüglicher Schutz bei Überschlügen.

Hochspannungsschalter und Lastwiderstand ermöglichen rasches Auswechseln von Batterien ohne Abschaltung der Hochspannung. Dies hat sich zur Vermeidung von Driften als notwendig erwiesen.

Die Hochspannungskabel sind mit einer auf Kathodenpotential liegenden Schirmung umgeben. Dadurch werden influenzierte Brummspannungen unwirksam, ohne daß gefährlich aufgeladene Kapazitäten in Kauf genommen werden müssen.

Fig. 18 zeigt die Aufstellung der Elektronik relativ zum Spektrometer. Je nach Gerät muß ein Abstand von 1.5 - 2 m eingehalten werden, um Einstreuung von Magnetbrumm unter der kritischen Grenze zu halten.

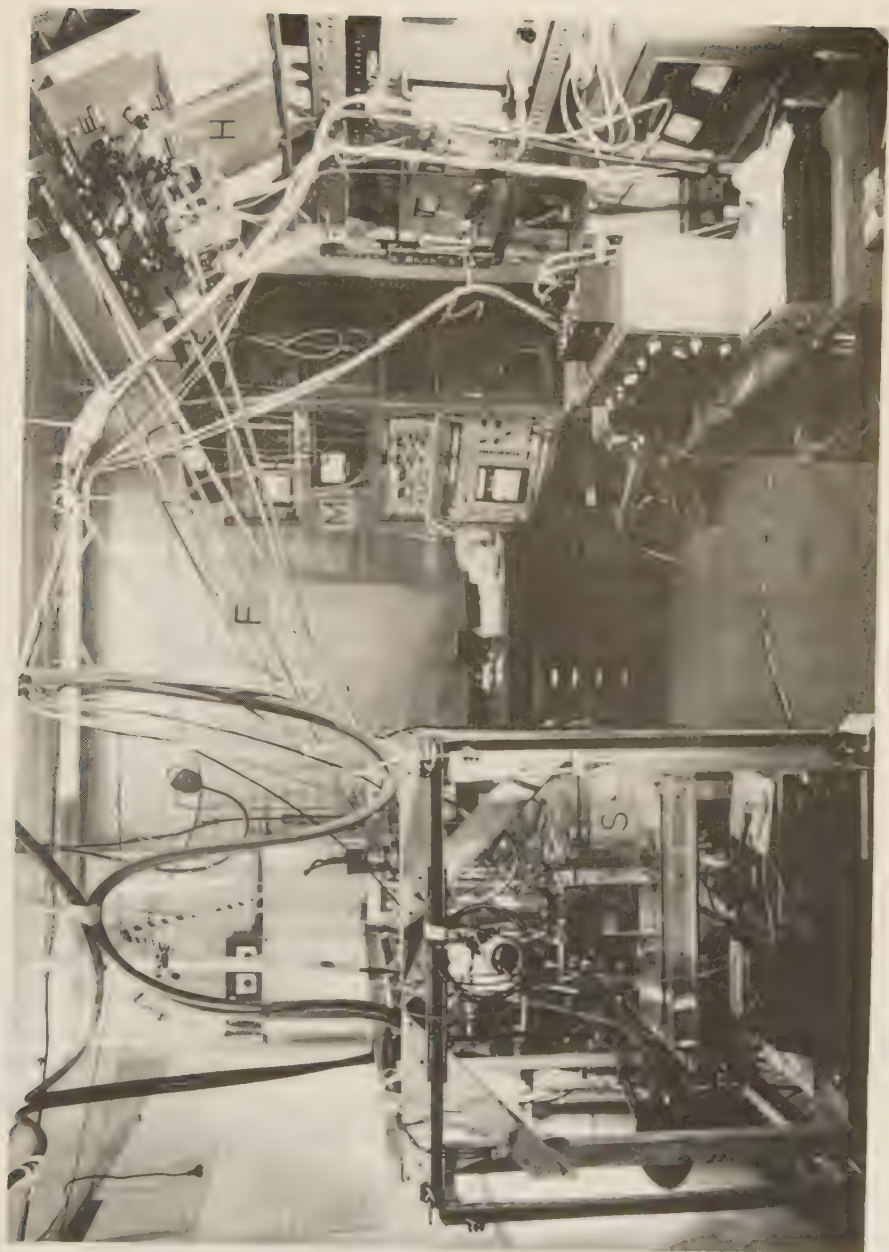
12. Schwierigkeiten

Im Rahmen der Apparaturbeschreibung sollen hier auch die aufgetretenen Schwierigkeiten nicht unerwähnt bleiben.

Aufladungen an sehr kleinen, isolierenden Schmutzpartikeln, Mikroüberschläge, nichtstationäre Auf- bzw. Entladungen an Isolatoren unter Streuelektronenbeschuß (ein Effekt der mit wachsender Lichtstärke zunimmt), Magnetfeldstörungen, thermische Driften von Spannungen und Leckströme wirken sich alle in der gleichen Weise aus, sie erzeugen unkontrollierbare Abweichungen der Elektronen von der Sollbahn.

Fig. 18 Gesamtansicht: Spektrometer und Elektronik

- S Spektrometer
- M Magnetfeldregelung
- H Hochspannungskasten mit Schutzschild
- F Fernbedienung



Im Verlauf des apparativen Aufbaus waren langwierige Untersuchungen nötig um solche Störungen auf ihre Ursache zurückzuführen und zu beseitigen.

Ein besonderes Problem bildete der Schutz der Elektronik im Hochspannungskasten gegen Wanderwellen, weil hier die üblichen, aus Blindwiderständen bestehenden Tiefpässe völlig versagten.

13. Maßnahmen zur Erhöhung der Lichtstärke

Dieser Abschnitt beschreibt fast abgeschlossene Arbeiten zur Verbesserung der Lichtstärke, deren experimentelle Erprobung jedoch aus Termingründen nicht mehr möglich war.

13.1 Richtstrahlwert

Wie in der oberen Tabelle von Fig. 19 angegeben, unterscheidet sich LaB_6 von W durch eine wesentlich geringere Austrittsarbeit. Weitere positive Eigenschaften sind Belüftbarkeit im kalten Zustand und konstante Emissionseigenschaften im Normalvakuum. Abschätzungen ergaben, daß der Richtstrahlwert um eine Größenordnung gesteigert werden kann, bei gleichzeitiger Verminderung der thermischen HWB und Erhöhung der Lebensdauer (siehe Fig. 19, untere Tabelle). Nachteilig ist die mechanische Sprödigkeit des Materials.

In letzter Zeit sind einige indirekt geheizte LaB_6 - Kathoden beschrieben worden, die jedoch alle den Nachteil großen Energieverbrauchs haben [28] , [29] .

Die für dieses Spektrometer entwickelte, indirekt geheizte Kathode weist diesen Nachteil nicht auf. Bei gleichen äußeren Abmessungen, wie die jetzt verwendeten Siemens EM-Kathoden, wird etwa die doppelte Heizleistung benötigt. Weiterhin zeichnet sie sich durch eine Begrenzung des emittierenden Gebietes aus, was möglicherweise eine Verringerung der anomalen Energieverbreiterung mit sich bringen kann [30] .

13.2 Öffnungsfehler des Wien-Filters

Eine zusätzliche Möglichkeit zur Erhöhung der Lichtstärke besteht beim Wien-Filter in der Korrektur des Öffnungsfehlers. Führt man

(26) Emissionsstromdichte: $j = A \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right)$

(A = Emissionskonstante, Φ = Austrittsarbeit)

	$A\left[\frac{A^2}{cm^2K}\right]$	[eV]
W	120	4.53
LaB ₆	29	2.66

(27) Richtstrahlwert: $R = \frac{j}{\pi} \cdot \frac{eU}{kT}$

(eU = Beschleunigungsenergie = 25 keV)

	T [K]	D [h]	$j\left[\frac{A}{cm^2}\right]$	$R\left[\frac{A}{cm^2sr}\right]$	ΔE [eV]
W	2600	180	1.36	$5 \cdot 10^4$	0.45
LaB ₆	1900	800	9.5	$4.5 \cdot 10^5$	0.33

(D = Lebensdauer; $\Delta E = 2kT$ Energiehalbwertsbreite)

Fig.19 Vergleich der Emissionseigenschaften von W und LaB₆ nach Werten von Ardenne [12] und Vogt [29].

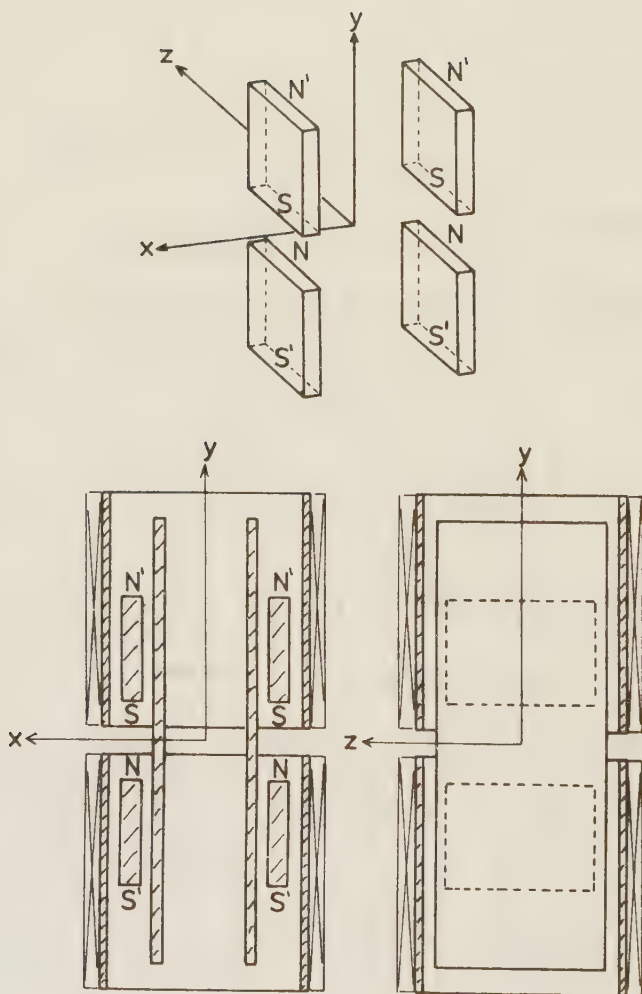


Fig. 20 Prinzip der Korrektur des Öffnungsfehlers.

Die 4 Zusatzspulen erzeugen ein auf der z -Achse verschwindendes u. für kleine x quadratisch anwachsendes Magnetfeld in y -Richtung.

nämlich in (2) statt des homogenen ein mit x^2 anwachsendes Magnetfeld

$$(28) \quad B(x) = B(1+a \cdot C^2 \cdot x^2)$$

ein, so ergibt die Rechnung, daß auf der rechten Seite von (7) noch das Glied $+ a \cdot C^3 \cdot x^2$ hinzukommt.

Durch geeignete Wahl von a ist es damit möglich, die Wirkung des 2., 3. und 4. Terms von (7) in (8) zu annullieren. Da es sich hier um eine nichtlokale Korrektur handelt (die quadratischen Terme werden nicht in (7) für jeden z -Wert kompensiert, sondern in (8), bei Integration über die gesamte Bahn), läßt sich dieses Prinzip auch auf reale Felder übertragen.

Die erste Korrektur nach diesem Prinzip ist von Andersen vorgenommen worden [18] . Jedoch hat seine Methode den Nachteil, daß Fokussierungsfeld B und Korrekturfeld $B \cdot a \cdot C^2 \cdot x^2$ nicht unabhängig voneinander eingestellt werden können.

Dieser Nachteil wird durch die in Fig. 20 skizzierte Anordnung vermieden. 4 Magnete mit den Polflächen N , S , N' und S' sind wie gezeichnet aufgestellt. Bei geeigneter Wahl der Geometrie läßt sich erreichen, daß das Feld im Nullpunkt exakt und auf der z -Achse näherungsweise verschwindet und für kleine x quadratisch anwächst.

Realisieren läßt sich solch ein Feld durch 4 kleine, hinter den Kondensatorplatten angebrachte Zusatzspulen.

III. Experimente

1. Einleitung

Zum Nachweis der einwandfreien Funktion des Spektrometers wurden Verlustspektren von Al aufgenommen. Dieses Material eignete sich besonders als Testsubstanz wegen einfacher Präparierbarkeit und weil zahlreiche frühere Messungen [31] zum Vergleich zur Verfügung standen. Die Erprobung erfolgte in zwei Schritten:

1. Normale Energieauflösung, hohe Lichtstärke

Zunächst wurde der Monochromator durch eine Kondensorlinse ersetzt. Mit dem auf optimale Intensität gebrachten Gerät war eine präzise Bestimmung der Dispersion des Plasmaverlustes bis zu großen k -Überträgen jenseits der Cutoffwellenzahl k_c möglich.

2. Verbesserte Energieauflösung

Nach Wiedereinbau des Monochromators wurde der Einfluß verschiedener Parameter auf die Energieauflösung untersucht. Bei der Aufnahme hochaufgelöster Verlustspektren von Al konnte der von anderen Experimentatoren beobachtete 1.5 eV - Verlust [32],[33] ohne Schwierigkeiten aufgelöst werden.

Auf diese beiden Punkte soll in den nächsten Abschnitten ausführlicher eingegangen werden.

2. Messungen mit normaler Auflösung und großer Lichtstärke

2.1 Beschreibung des Experiments

Die Abbildung der Quelle in die Eingangsblende des Analysators bewirkte, in Verbindung mit einem von Petri gefundenen Arbeitspunkt des Analysators [26], eine beträchtliche Zunahme der Intensität, so daß bei Al-Schichten bis zu 1000 Å Dicke selbst bei großen k-Überträgen keine Intensitätsprobleme bestanden.

Die wichtigsten experimentellen Parameter dieser Messungen waren

Beschleunigungsspannung	23.125 kV
Strahlstrom	50 μ A
Durchmesser der Quelle	30 μ
Durchmesser des Präparates	200 μ
Halber Aperturwinkel des Analysators	$5.5 \cdot 10^{-4}$ rad
Halbwertsbreite der Primärlinien	0.8 eV
Meßzeit pro Spektrum 0 - 40 eV	2.5 Min.
Temperatur des Präparates	100 K

Es wurden polykristalline Schichten nach einem üblichen Verfahren durch Aufdampfen bei $2 \cdot 10^{-6}$ Torr auf mit Formvar überzogene Glasträger hergestellt und in Dichloräthan abgelöst [34].

Da die Präparation an Luft erfolgte, war jede Folie beidseitig mit einer etwa 30 Å starken amorphen Oxydschicht bedeckt [35]. Diese Tatsache wird später von Bedeutung sein.

Zur Untersuchung gelangten Schichten von 200, 290, 390 und 590 Å Dicke.

Im folgenden werden nur die Messungen an den 590 Å dicken Proben diskutiert; die Schlußfolgerungen daraus stehen im Einklang mit den Messungen an den übrigen Proben.

2.2 Diskussion der Spektren

In Fig. 21 ist eine Reihe von Originalspektren mit von oben nach unten zunehmendem k -Übertrag abgebildet.

Obwohl die Zeitkonstante der Registrieranlage (siehe Fig. 17) nur 0.1 sec betrug, war selbst bei den größten k -Werten das Signal-Rauschverhältnis noch bemerkenswert gut. Die Wahl einer größeren Zeitkonstante zur Unterdrückung des Rauschens erschien nicht sinnvoll, denn bei gleicher Aufnahmezeit hätte der Vorteil einer glatten Kurve mit einer schlecht zu kontrollierenden Unsicherheit in der Form der Flanken erkauft werden müssen.

Das Spektrum A zeigt den einfachen $3a$, den doppelten Plasma-verlust $5a$ und den Verlust im Oxyd $4a$; dabei kennzeichnet der Buchstabe a den rein inelastischen Streuprozess.

Der k -Übertrag ist in diesem Fall so klein, daß man die Dispersion vernachlässigen kann; er ist jedoch andererseits so groß, daß er nicht mehr von der Verlustenergie E abhängt. Dies hat folgenden Grund: Der WQ für die inelastische Einfachstreuung ist [36]

$$(29) \quad \frac{d^2 \sigma_{\text{inel}}}{d\Omega d\omega} \propto \frac{1}{k^2} \operatorname{Im}(\mathcal{E}(\omega, k))^{-1}$$

$$\text{mit} \quad k = k_0(\vartheta^2 + \vartheta_E^2)^{1/2}, \quad \vartheta_E = \frac{E}{2E_0}$$

dabei ist $\mathcal{E}(\omega, k)$ die isotrope, makroskopische DK, ϑ_E die Winkel-HWB des Energieverlustes E eines Elektrons mit Energie E_0 und Wellenzahl k_0 , sowie ϑ der Streuwinkel. Wie ersichtlich, hängt der k -Übertrag von ϑ und E ab. Die Wahl von $\vartheta \gg \vartheta_E$ bewirkt, daß k unabhängig von E und proportional ϑ , sowie das Spektrum proportional $\operatorname{Im}(\mathcal{E}(\omega, k))^{-1}$ wird. Im Fall A beträgt $\vartheta = 11 \vartheta_E$.

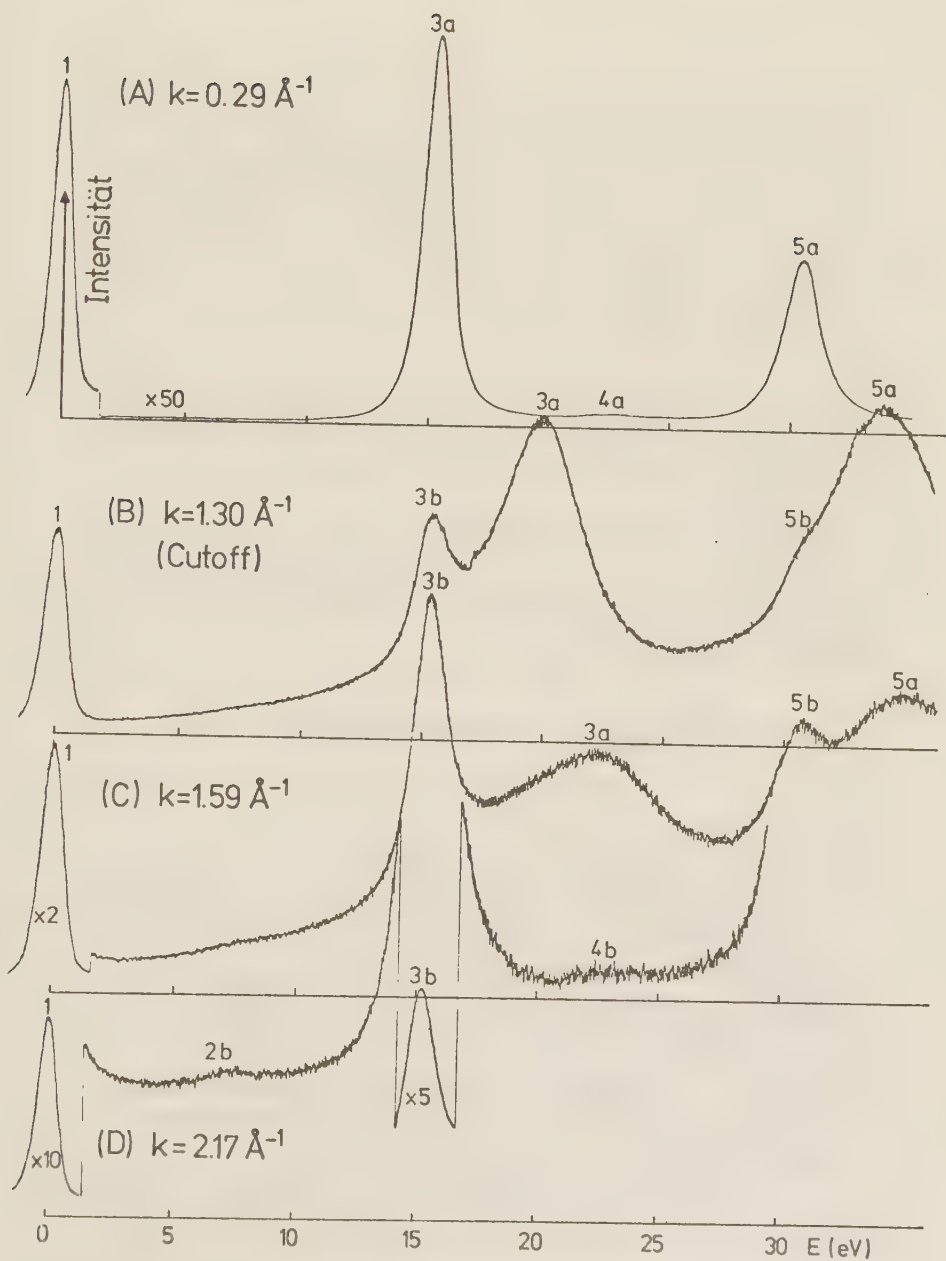


Fig. 21 Originalspektren einer polykrist. 590 Å dicken Al-Schicht

Im Gegensatz zu A, wo die inelastische Streuung die Strukturen bestimmt, ist bei D der WQ für diesen Streuprozess stark abgefallen. Die Linien 3a und 5a sind wegen Dämpfung zu einem unstrukturierten, monoton mit E anwachsenden Untergrund zusammengefloßen. (Dies ist aus D für E > 25 eV nicht ohne weiteres zu erkennen, weil das Spektrum bei 30 eV abbricht; bis 40 eV aufgenommene Übersichtsspektren zeigen jedoch diesen Sachverhalt ganz deutlich).

Die diesem Untergrund überlagerten, mit b bezeichneten Strukturen sind auf einen Zweistufen-Streuprozess zurückzuführen, der sich aus inelastischer Streuung im Metall und diffus-elastischer Streuung an den Deckschichten und Gitterschwingungen zusammensetzt [31],[37] .

Dabei werden die Elektronen zunächst inelastisch, sowie gemäß der Winkelverteilung von (29) bevorzugt in Vorwärtsrichtung und anschließend diffus elastisch in die Beobachtungsrichtung gestreut, bzw. umgekehrt.

Der WQ für den Zweistufenprozess ist

$$(30) \quad \frac{d^2 \sigma_{el,inel}}{d\Omega, d\omega} \propto \ln(\epsilon(\omega, k \approx 0))^{-1} \cdot \ln \frac{\vartheta_c}{\vartheta_c}$$

wobei $\vartheta_c = \frac{k_c}{k_0}$ der Cutoffwinkel ist [38] . Im betrachteten Energiebereich kann die logarithmische E-Abhängigkeit vernachlässigt werden. Damit wird (30) in guter Näherung dem WQ der inelastischen Einfachstreuung für $k \approx 0$, (29), proportional. Auf diese Weise sind die Linien 3b und 4b in D nach Untergrundabtrennung Reproduktionen von 3a und 4a in A.

Die Struktur 2b ist auf die diffus-elastische Streuung von Elektronen zurückzuführen, die ein Oberflächenplasmon an der Grenzfläche Metall-Oxyd angeregt haben. Der dazu analoge Verlust 2a ist in A nicht sichtbar, wegen des noch stärkeren Abfalls dieses WQ mit k^{-3} . Er wird jedoch in der Umgebung der Vorwärtsrichtung beobachtet, wie Fig. 30 für $k = 0$ zeigt.

B und C kennzeichnen den Bereich von k, wo sich die Strukturen der inelastischen a und der Zweistufenstreuung b überlagern.

Dabei entspricht der k-Wert von B der nach [38] definierten Cutoff-Wellenzahl k_c .

2.3 Dispersion des Plasmaverlustes in Al

Der Verlust 3a in Fig. 21 ist nur für kleine k im strengen Sinn ein Plasmaverlust bzw. eine Plasmaresonanz. Trotzdem werden diese Begriffe auch für große k beibehalten, in dem Sinne, daß die so bezeichnete Struktur für kleine k in die rein kollektive Anregung übergeht.

Es ist nun von Interesse, die Dispersion der Struktur 3a bis zu möglichst großen k-Werten zu verfolgen, d.h. solange sich 3a vom unerwünschten Verlust 4b unterscheiden läßt. Aus (29) und (30) folgt, daß das Intensitätsverhältnis der Linien 4a : 3a in A dem Verhältnis 4b : 3b in D nach Untergrundkorrektur entsprechen muß.

Bei Spektren, deren Struktur überwiegend durch Zweistufenstreuung zustande kommt, wie in Fig. 21 C , ist also 3a solange nachweisbar, wie die Ungleichung

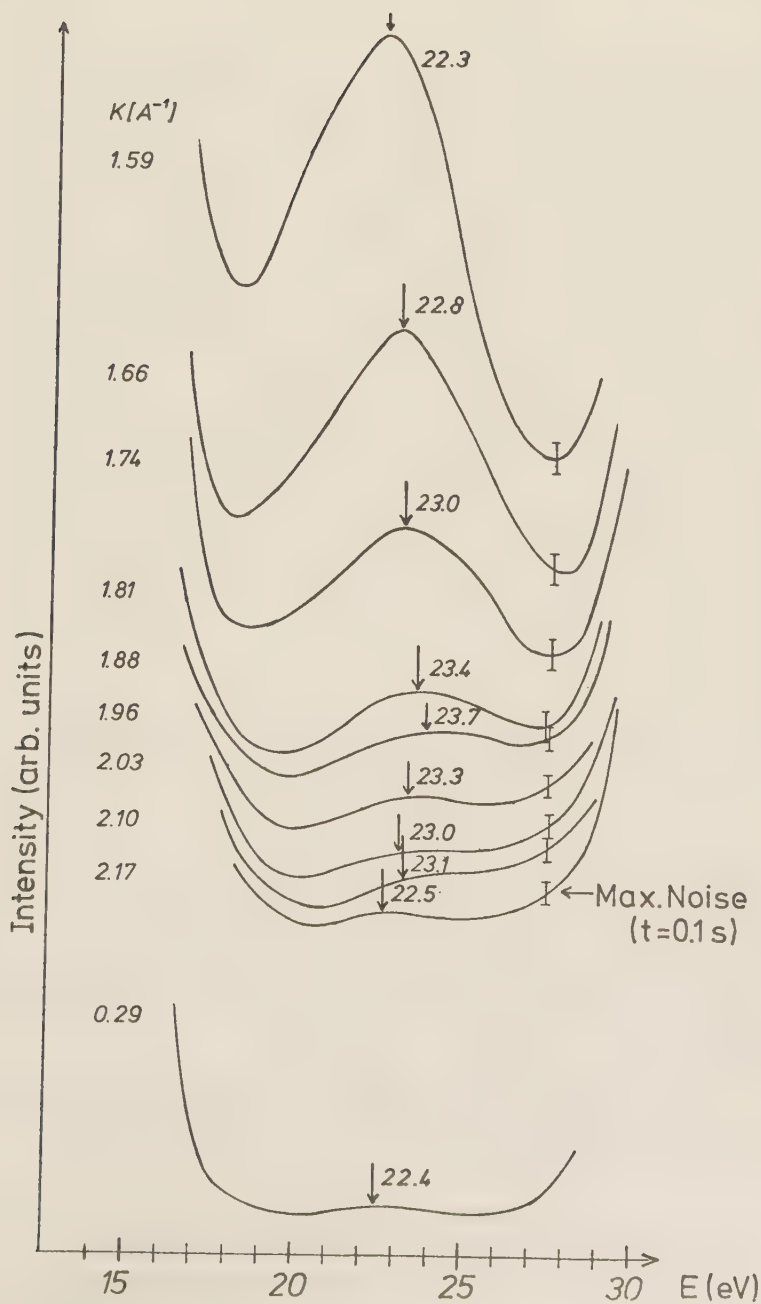
$$(31) \quad \frac{\text{Intens. d. Struktur zw. 20-25eV}}{\text{Intensität } 3b} > \frac{\text{Intensität } 4a}{\text{Intensität } 3a} \Big|_{\text{in A}}$$

gültig ist.

Fig. 22 enthält die Spektren für diesen k-Bereich. Die Darstellung ist auf gleiche Höhe der Linie 3b normiert. Der k-Übertrag nimmt von oben nach unten zu. Vorletztes bzw. unterstes Spektrum entsprechen D und A von Fig. 21. Das unterste dient nach (31) als Vergleichsspektrum. Es handelt sich hier um individuelle, nicht um gemittelte Spektren.

Die Verlustpeaks sind durch Pfeile gekennzeichnet. Während bis $k = 1.81 \text{ \AA}^{-1}$ der Einfluß des Untergrundes auf die Lage der Maxima noch zu vernachlässigen ist, muß für die größeren k-Werte eine Untergrundkorrektur vorgenommen werden.

Fig. 22 Energieverlustspektren von 590 Å dicken Al-Folien, auf gleiche Höhe von Peak 3b normiert, mit Wellenzahl k als Parameter. Die Pfeile kennzeichnen die Verlustlage nach Untergrundkorrektur. Ganz unten das Vergleichsspektrum.



Wie z.B. aus Fig. 21 B und C ersichtlich, zeigt die Plasma-
linie 3a oberhalb des Cutoff einen niederenergetischen,
nahezu linear vom Nullpunkt aus ansteigenden Ausläufer, der
durch Eielektronenanregungen verursacht wird [39]. Dies
gilt auch für den doppelten Verlust 5a, dessen Ausläufer
eine Scherung des überlagerten Verlustes 3a bewirkt. Da es
sich um einen relativ schwach ansteigenden Untergrund handelt,
wird angenommen, daß die Symmetrie in der Umgebung der Maxima
erhalten geblieben ist und zur Festlegung derselben benutzt
werden kann. Nach dieser Methode wurden die Maxima von Fig. 22
und die Energiewerte von Fig. 23 festgelegt.

Ein anderes, davon unabhängiges Verfahren basiert auf der
Annahme, daß für $k > 1.81 \text{ \AA}^{-1}$ der Untergrund der inelastischen
Zweifachstreuung parallel zu der geraden Linie ist, welche die
Minima zwischen 19 und 28 eV verbindet. Die statistischen
Mittel der auf diese Weise festgelegten Maxima unterscheiden
sich um höchstens 0.3 eV von den nach der ersten Methode
bestimmten und liegen daher innerhalb der Fehlergrenzen von
Fig. 23.

Aus Fig. 22 ist abzulesen, daß bis $k = 2.10 \text{ \AA}^{-1}$ die Struktur
ausgeprägter ist, als im Vergleichsspektrum. Bis zu diesem
 k -Wert ist also der Plasmaverlust experimentell nachgewiesen.

Fig. 23 enthält die gegen k^2 aufgetragene Dispersionskurve
dieses Verlustes. Die dick eingezeichnete Linie ist das
statistische Mittel von 10 - 20 Einzelmessungen, die Balken
geben den mittleren quadratischen Fehler an. Zum Vergleich
sind die Ergebnisse von Zacharias [40] eingezeichnet: Die Kreise
geben Meßwerte an; die gestrichelte Kurve ist eine theoretische
Anpassung an diese Werte.

Nach Bekanntgabe der hier gemessenen Dispersion [41] ist von
Zacharias eine, bisher unveröffentlichte, Neumessung vorge-
nommen worden, deren Ergebnis in Fig. 24 zu sehen ist [61].

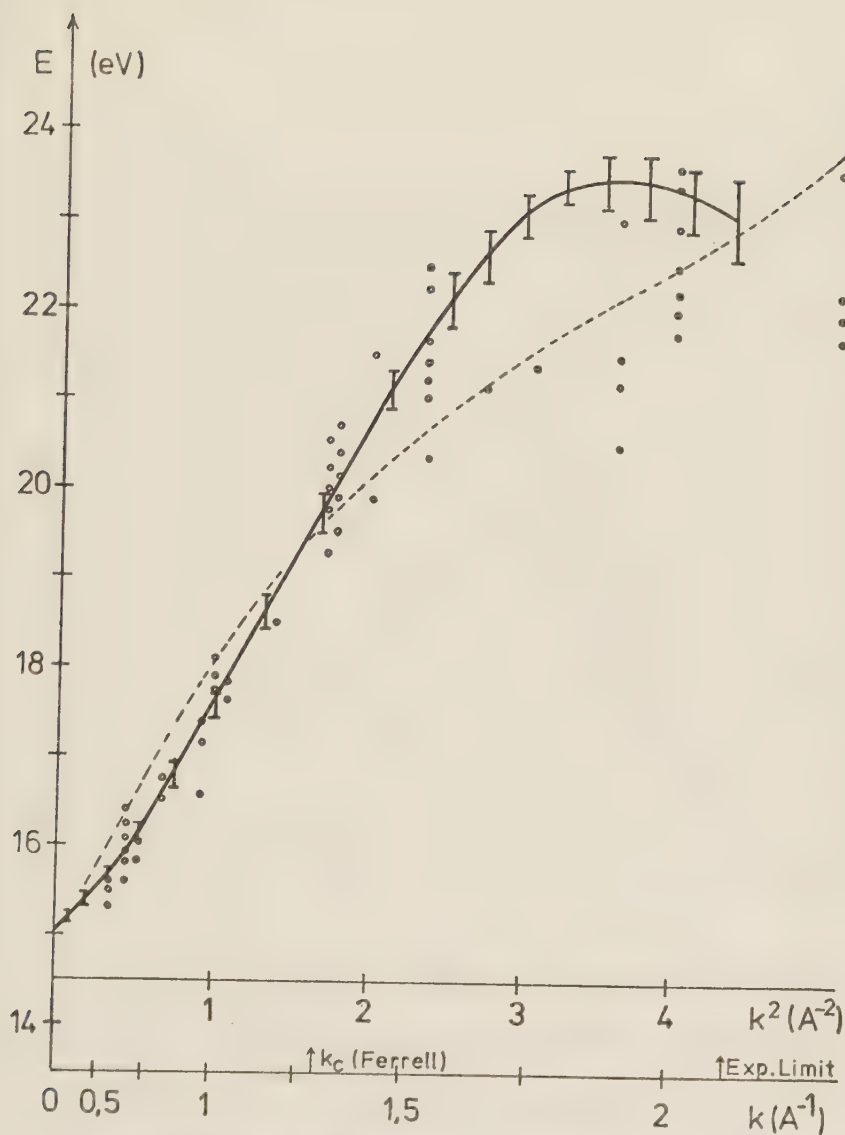


Fig. 23 Dispersion des Plasmaverlustes von polykrist. Al.

Die dick eingezeichnete Kurve ist durch das Mittel von je 10 - 20 Einzelmessungen gelegt. Die Balken kennzeichnen die Standardabweichung.

Zum Vergleich eingezeichnet: Messungen von Zacharias (offene Kreise) und die von ihm benutzte theoret. Anpassung (gestrichelte Kurve) [40].

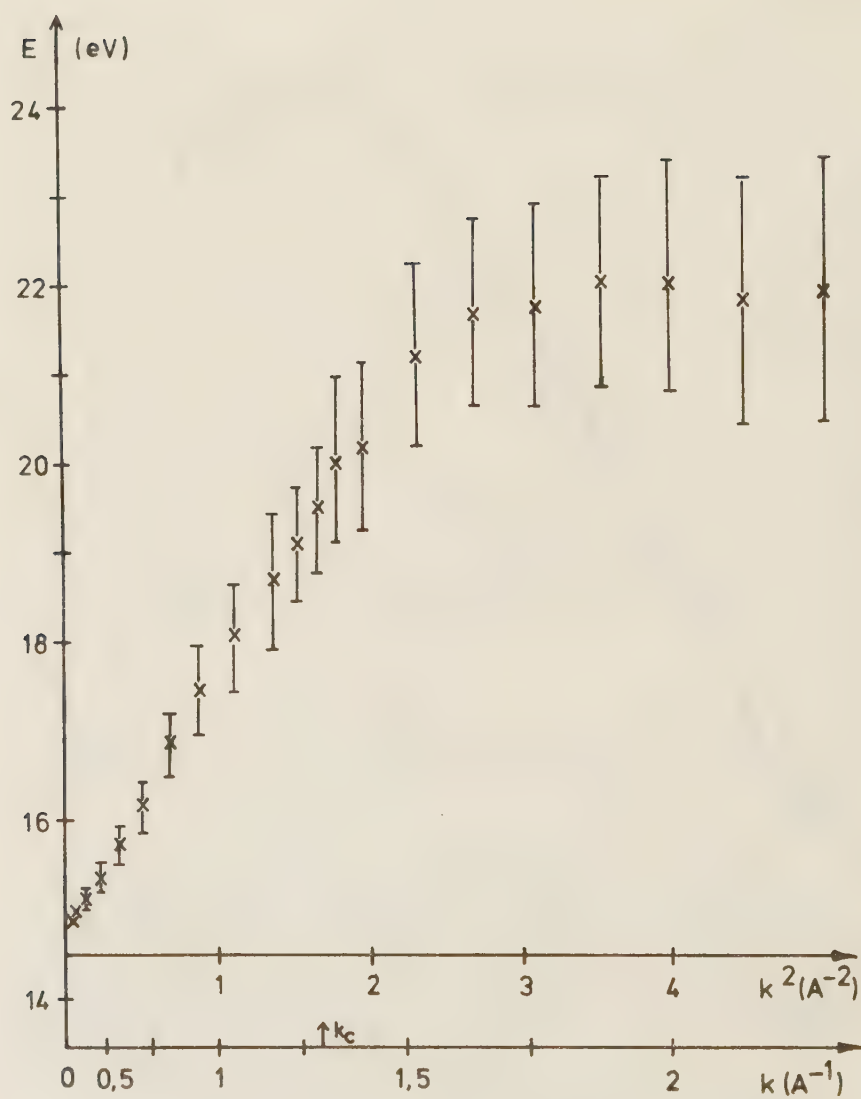


Fig. 24 Dispersion des Plasmaverlustes von polykrist. Al.
Nachmessung von Zacharias [61].

2.4 RPA - Theorie

Die elektronischen Eigenschaften des Al sind geprägt durch das fast freie Verhalten seiner Leitungselektronen [42]. Daher liegt es nahe, sich als Modell ein Fermigas vorzustellen, das bei Vernachlässigung der Periodizität des Gitterpotentials von einer gleichmäßig verteilten positiven Raumladung zusammengehalten wird (Jellium-Modell). Im Rahmen der RPA wird weiterhin angenommen, daß beim Vorhandensein eines elektrischen Störfeldes proportional $\exp i(\underline{k}\underline{r} - \omega t)$ ein Elektron mit den übrigen Ladungen $\rho(\underline{r}, t)$ nur über den Mittelwert $\int \rho(\underline{r}, t) \cdot \exp -i(\underline{k}\underline{r} - \omega t) d\underline{r} dt$ in Wechselwirkung treten soll. In dieser Näherung werden also alle Mikrofelder und Korrelationen vernachlässigt [7]. Damit wird es möglich, Aussagen über die elementaren Anregungen $\hbar\omega(k)$ dieses Systems zu machen. Bei kleinen Wellenzahlen sind diese charakterisiert durch eine ausgeprägte Abschirmung der Elektronen untereinander und daher kollektiv; bei großen k wird die Abschirmung unwirksam, und man erhält Einzelanregungen.

Am einfachsten lassen sich diese Verhältnisse nach Ferrell [38] anhand Fig. 25 diskutieren.

Die Dispersion des Plasmons ist gegeben durch die Entwicklung [43]

$$(32) \quad \hbar\omega(k) = \hbar\omega_0 + \frac{\hbar^2}{m} \cdot \alpha \cdot k^2 + \text{const} \cdot k^4$$

$$\text{mit } \alpha = \frac{3}{5} \frac{E_F}{\hbar\omega_0} \left(1 - \frac{\hbar^2 \omega_0^2}{16 E_F^2}\right) \quad \text{und} \quad k \ll \frac{\omega_0}{v_F}$$

wobei ω_0 die Plasmafrequenz-Konstante, k die Wellenzahl und E_F die Fermienergie ist.

Der Koeffizient von k^4 kann im allgemeinen vernachlässigt werden.

Das Einelektronenkontinuum ist durch das ω , k -Gebiet zwischen den Grenzkurven

$$(33) \quad \hbar\omega = \frac{\hbar^2}{2m} (k^2 \pm 2kk_F)$$

gegeben.

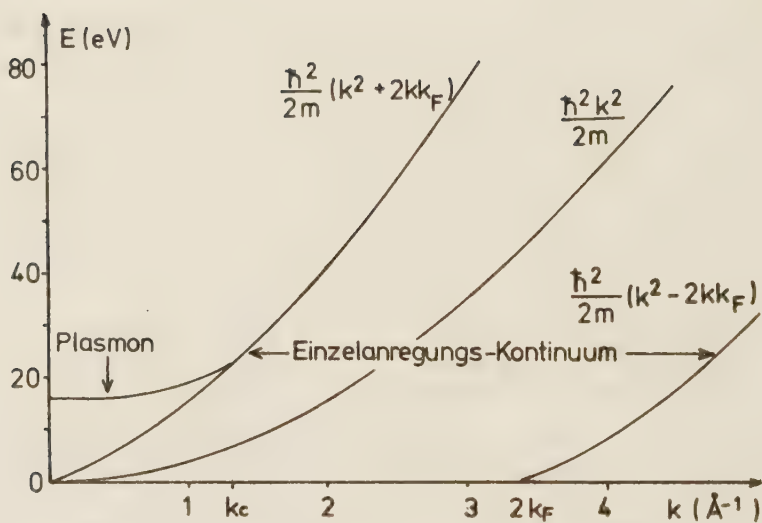


Fig. 25 Elementare Anregungen eines entarteten Elektronengases in RPA. Modells substanz Al. Nach Ferrell [38].

Bei $k = k_c$ mündet der Plasmonenzweig tangential in die linke Grenzkurve des Einelektronenbandes. An der Einmündung besteht Resonanz zwischen Plasmon und Einzelanregung. Das bedeutet Zerfall in ein Elektron-Loch Paar. Für $k < k_c$ ist dieser Prozess wegen geforderter Energie- und Impulserhaltung nicht möglich.

In diesem Bild stellt also die kritische Wellenzahl k_c die Grenze dar, bis zu der ein Plasmon als definierter Anregungszustand existieren kann.

Diese Näherung ist zwar in der Lage, das Dispersionsverhalten für $k < k_c$ richtig zu beschreiben, versagt aber völlig im Hinblick auf die Dämpfung. Im Gegensatz zur Theorie hat die HWB experimentell beobachteter Plasmalinien bereits für $k \rightarrow 0$ einen beträchtlichen Wert und nimmt annähernd mit k^2 weiter zu.

Aus diesem Grunde haben Kliever und Raether kürzlich die RPA - Theorie erweitert [44], [45].

Ausgangspunkt ist eine von Mermin abgeleitete, verallgemeinerte Lindhard - DK, in der die übrigen, zum Zerfall des Plasmons führenden Wechselwirkungsprozesse phänomenologisch durch eine komplexe Frequenz $\omega + i/\tau$ beschrieben werden [46]. (Es handelt sich jedoch nicht um eine Lindhard DK mit komplexer Frequenz, sondern um einen allgemeineren Ausdruck, der im Grenzfall $\tau \rightarrow \infty$ in diese übergeht).

Mit dieser DK wurde das Maximum der Energieverlustfunktion

$\text{Im } \frac{1}{\epsilon(\Omega, Q)}$ als Funktion von $\Omega = \frac{\omega}{\omega_p}$ und $Q = \frac{k \cdot c}{\omega_p}$

für die Modells substanz Be berechnet, wobei ω_p die Plasmafrequenz und c die Lichtgeschwindigkeit bezeichnen.

In Fig. 26 erkennt man wieder die mit Ω_H und Ω_L bezeichneten Grenzen des Einelektronenbandes; Ω_M gibt die $E(k)$ -Beziehung eines vor dem Stoß ruhenden Elektrons an. Ω_P kennzeichnet die Dispersion des Maximums der Energieverlustfunktion.

Im Bereich $0 < Q < Q_c$ ist Ω_P identisch mit der Plasmonendispersionskurve in Fig. 25. Für $Q > Q_c$ läuft Ω_P weiter ins

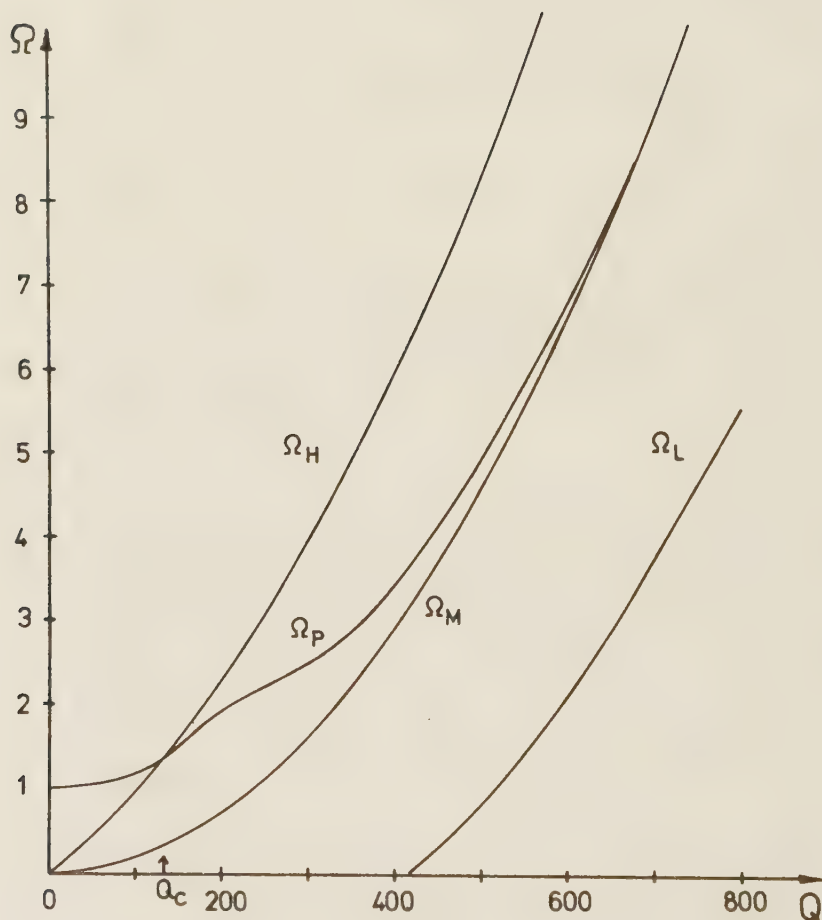


Fig. 26 Elementare Anregungen eines Elektronengases in RPA mit Berücksichtigung der Dämpfung.
Modells substanz Be. Nach Kliever und Raether [45].

($\Omega = \frac{\omega}{\omega_p}$, $Q = q \cdot \frac{c}{\omega_p}$, ω_p = Plasmafrequenz, c = Lichtgeschw.)

Einelektronenband hinein und nähert sich asymptotisch Ω_M . Aus dem Verlauf von Ω_p und der Tatsache, daß Variationen von τ nur den kollektiven Anteil des WQ beeinflussen, wird geschlossen, daß kollektive Effekte bis etwa 9 Q_c vorhanden sind.

In Fig. 26 widerspiegelt der Kurvenverlauf Ω_p den Anregungscharakter. Für kleine Q dominieren die kollektiven, für große Q die Einzelanregungen. Im Zwischenbereich tritt ein allmählicher Übergang ein. Die kritische Wellenzahl k_c hat ihre Bedeutung als Grenze verloren und kennzeichnet den Einsatz der Landaudämpfung.

2.5 Vergleich Experiment-Theorie

2.5.1 Mittlere k-Überträge

Aus den Figuren 22 und 23 ist zu entnehmen, daß das Plasmon für $k > k_c$ nicht abrupt verschwindet, wie von Ferrell [38] angenommen, sondern als gut erkennbare Resonanz mit allmählich zunehmender Dämpfung in das Einelektronenband hineinläuft. Im Gegensatz zur erweiterten RPA-Theorie von Kliever und Raether [44], [45] ändert sich die Dispersion in der Umgebung der kritischen Wellenzahl nicht.

Aus dem geradlinigen Anstieg der Dispersionskurve in Fig. 23 für $0.75 \text{ \AA}^{-1} < k < 1.6 \text{ \AA}^{-1}$ läßt sich ein experimenteller Dispersionskoeffizient

$$\alpha_{\text{ex}} = 0.403 \pm 0.007$$

entnehmen. Dieser ist in guter Übereinstimmung mit dem bisher besten experimentellen Werten von Kunz, 0.41 ± 0.02 [47] und Schmöser 0.40 ± 0.01 [48], sowie dem theoretischen Wert in RPA mit Austauschwechselwirkung von 0.40 [7].

Durch Extrapolation des geradlinigen Kurventeils in Fig. 23 nach $k = 0$ findet man

$$\hbar\omega_p^{\text{exp}} = 14.6 \pm 0.2 \text{ eV}.$$

(Eine Begründung für die Zulässigkeit wird in II.2.5.2 gegeben). Dieser Wert stimmt mit der aus der Dichte freier Elektronen berechenbaren Plasmaenergie

$$\hbar\omega_p^{\text{frei}} = \left(\frac{4\pi e^2 n}{m}\right)^{1/2} = 15.7 \text{ eV}$$

nicht überein.

Berücksichtigt man jedoch die Hintergrundpolarisation der L-Elektronen mit einem dämpfungsfreien Oszillatormodell [31]

$$(34) \quad \epsilon_H = 1 - \frac{4\pi e^2}{m} \sum_i \frac{f_i}{\omega_i^2 - \omega^2} = 1 - (\hbar\omega_p^{\text{frei}})^2 \sum_i \frac{f_i/n}{\hbar^2(\omega_i^2 - \omega^2)}$$

wobei f_i die Stärke und $\hbar\omega_i$ die Bindungsenergie des i-ten Oszillators, sowie n die Dichte der freien Leitungselektronen ist, so erhält man

$$\epsilon_H = 1.11$$

wenn man für die

2 Elektronen der L₁ - Schale $\hbar\omega_1 = 117.7 \text{ eV}$ und $f_1/n = 2/3$ und die 6 Elektronen der L₂ und L₃ Schale $\hbar\omega_2 = 72.9 \text{ eV}$ und $f_2/n = 2$ setzt.

Damit ergibt sich die korrigierte Plasmafrequenz

$$\hbar\omega_p^{\text{corr}} = \frac{\hbar\omega_p^{\text{frei}}}{(\epsilon_H)^{1/2}} = 14.90 \text{ eV},$$

ein Wert, der etwas über dem experimentellen liegt.

2.5.2 Kleine k-Überträge. Interbandübergänge

Für $k < 0.75 \text{ \AA}^{-1}$ erscheint die Kurve geringfügig zu höheren Energien verschoben. Die damit verbundene Verringerung der Dispersion ist kürzlich auch von Kloos gefunden, aber nicht interpretiert worden [49]. In dieser Abweichung manifestiert sich der Einfluß der Eielektronen-Bandstruktur auf die Energie der Plasmonen als Folge des nicht mehr vernachlässigbaren periodischen Gitterpotentials, welches im Jellium-Modell unberücksichtigt bleibt.

Nach dem Modell fast freier Elektronen für Al spalten die Pseudopotentiale U_{111} und U_{200} die freien Elektronenbänder an den Grenzen der Brillouin-Zone um 0.5 bzw. 1.5 eV auf [50]. Die dadurch in der Umgebung der Fermifläche möglichen Parallelbandübergänge führen zu vom Drudeverhalten abweichenden Strukturen in der DK. (Die diesem Modell entsprechenden senkrechten Übergänge bei 0.5 bzw. 1.5 eV sind kürzlich durch Messung der optischen Absorption nachgewiesen worden [51]. Diese wiederum bewirken eine Verschiebung der freien Plasmafrequenz zu höheren Werten [52].

Mit wachsendem k -Übertrag jedoch muß ihr Einfluß wieder abnehmen, wie folgende Überlegung zeigt. Für die Anregung eines freien Elektrons von der Fermifläche aus gilt in linearer Näherung

$$(35) \quad \Delta E = \frac{\hbar^2 k_F}{m} \cdot \Delta k = 2 E_F \cdot \frac{\Delta k}{k_F}$$

mit $E_F = 11,6 \text{ eV}$ und $k_F = 1,76 \text{ \AA}^{-1}$.

Aus (35) folgt, daß bereits der kleine k -Übertrag von $0.11 \text{ \AA}^{-1}$ eine Energieänderung von 1.5 eV, der Größe der Bandaufspaltung, bewirkt. Bei k -Überträgen von einem Vielfachen des obigen Wertes wird sich die Energie eines schrägen Interbandüberganges immer weniger von der eines Intra~~band~~überganges unterscheiden. Mit wachsendem k wird sich also die reale DK immer besser derjenigen eines freien Elektronengases annähern. Für $k > 0.75 \text{ \AA}^{-1}$ ist schließlich $\Delta E > 10 \text{ eV}$; oberhalb dieses k -Wertes ist experimentell keine Verschiebung der Dispersionskurve mehr zu beobachten; ab hier gilt die Näherung des freien Elektronengases.

Diese Überlegung wird gestützt durch Messungen von Petri an Al-Einkristallen; für $k > 0.75 \text{ \AA}^{-1}$ sind keine schrägen Interbandübergänge in den Verlustspektren mehr nachweisbar [3].

2.5.3 Große k-Überträge. Korrelationen

Für $k > 1.6 \text{ \AA}^{-1}$ nimmt die Dispersion der Kurve in Fig. 23 monoton ab, bis sie bei $k = 1.90 \text{ \AA}^{-1}$ ganz verschwindet. Ein ähnliches Verhalten ist auch kürzlich mit der Methode der inelastischen Röntgenstreuung bei den Dispersionskurven von Be [11] und Li [53] gefunden worden.

In diesem Bereich zeigt sich die Grenze der Gültigkeit der RPA. Die Eigenschaften eines Elektronengases lassen sich mit dem Parameter

$$(36) \quad r_s = \frac{r_0}{a_0} = \frac{E_{\text{Pot}}}{E_{\text{Kin}}}$$

beschreiben. Dabei sind r_0 der Radius einer Kugel, die im Mittel ein Elektron enthält, a_0 der Bohrsche Radius, sowie E_{Pot} und E_{Kin} die mittlere potentielle bzw. kinetische Energie pro Elektron.

Bei einem entarteten Elektronengas nehmen

$$(37) \quad E_{\text{Pot}} \propto n^{1/3} \quad \text{und} \quad E_{\text{Kin}} \propto n^{2/3}$$

mit der Elektronendichte n zu.

(36) und (37) spiegeln die Eigenschaft eines entarteten Elektronengases, bei Erhöhung der Dichte immer freier zu werden, während bei Verminderung der Dichte die Coulomb-Kräfte mehr und mehr das Geschehen bestimmen.

In realen Metallen ist

$$2 < r_s < 6$$

d.h. in metallischen Plasmen ist die Coulomb-Energie von der gleichen Größenordnung wie die kinetische [7]. In diesem Fall ist zu erwarten, daß sich die Elektronen nicht wie ein freies Gas, sondern wie eine Flüssigkeit verhalten, so daß Korrelation und eine dadurch bedingte Nahordnung nicht mehr vernachlässigt werden dürfen.

Auch in einer Elektronenflüssigkeit wird die RPA eine gute Näherung bleiben, solange die Wellenzahl k der Anregung klein

gegen $\frac{2\pi}{r_a}$ ist, wobei r_a den Nahordnungsabstand bezeichnet. Wird die Wellenzahl jedoch mit $\frac{2\pi}{r_a}$ vergleichbar, so muß bei der Wechselwirkung eines Elektrons mit den übrigen die nicht-statistische Verteilung der Ladungen berücksichtigt werden.

Platzman und Eisenberger haben unlängst den Einfluß der Nahordnung auf die Dispersion des Plasmons abgeschätzt [54] . Sie erhalten bei Vernachlässigung der Dämpfung und bei Annahme der Gültigkeit der f-Summenregel [63]

$$(38) \quad \omega(k) = \frac{k^2}{2m} \cdot \frac{1}{S(k)} .$$

Hierbei sind $\hbar\omega(k)$ die Energie des Plasmons, k die Wellenzahl, m Elektronenmasse und $S(k)$ der statische Strukturfaktor der Elektronen.

Sie argumentieren, daß $S(k)$ als Folge der Nahordnung für $k_a = \frac{2\pi}{r_a}$ ein Maximum haben muß. Dieses bewirkt dann ein Minimum in (38) . Eine Abweichung der Dispersionskurve von dem durch die RPA gegebenen Verlauf ist jedoch schon ab $\frac{1}{2} k_a$ zu erwarten. Eine qualitative Darstellung des Verlaufs von $S(k)$ und $\omega(k)$ findet sich in Fig. 27.

Für Al ergibt sich nach diesen Überlegungen (bei einem mittleren Elektronenabstand $r_a = 2.2 \text{ \AA}$) $\frac{1}{2} k_a = 1.43 \text{ \AA}^{-1}$ in guter Übereinstimmung mit dem Experiment, wo die Kurve in Fig. 23 ab $k = 1.55 \text{ \AA}^{-1}$ abflacht.

Inwieweit neben der Nahordnung der Elektronen auch eine Fernordnung (Wigner - Gitter [55]) existiert, scheint noch fraglich zu sein. Abschätzungen für das Jellium-Modell lassen diese für $r_s \geq 20$, also weit außerhalb des Bereichs metallischer Dichten erwarten [56], [57], [58] .

Ob jedoch in Metallen die durch das periodische Gitterpotential induzierten zusätzlichen Korrelationen die Fernordnung bei höheren Dichten begünstigen, ist noch nicht geklärt [57], [59] .

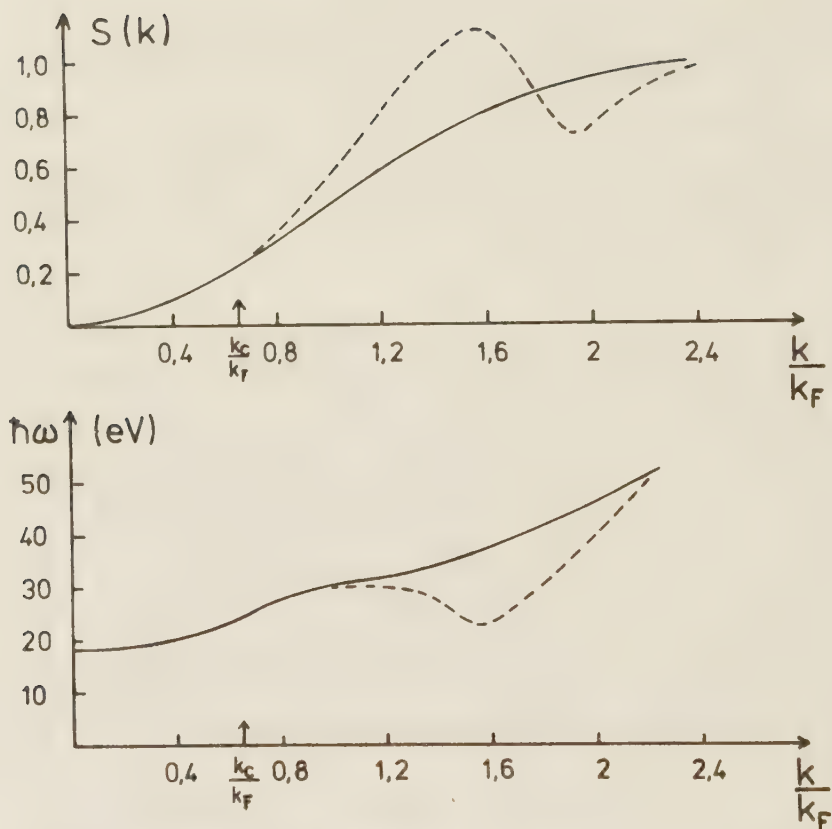


Fig. 27 Einfluß der Nahordnung auf die Dispersion des Plasmaverlustes.

Nach Platzman und Eisenberger [54]. Modellsubstanz Be.

$S(k)$ statischer Strukturfaktor;

k_F Fermi-Wellenzahl;

$\hbar\omega$ energet. Lage des Maximums von $\text{Im}(\epsilon(\omega, k))^{-1}$,

Dick eingezeichnet RPA

Gestrichelt Nahordnung (qualitativ) berücksichtigt.

Kurz vor Fertigstellung dieses Manuskriptes erschien eine Arbeit von Platzman und Eisenberger [60] , in der zum erstenmal im Bereich $k_F < k < 2 k_F$ die nach (38) zu erwartende negative Dispersion für die Elemente Be, C (Graphit) und Al nachgewiesen wird. Die Existenz der negativen Dispersion wird hier, über die frühere Theorie hinausgehend, als Indiz für eine kurzzeitig stabile Fernordnung ("Soft Wigner Lattice") gewertet.

2.6 Vergleich mit anderen Ergebnissen

Zunächst sei auf die in Fig. 23 mit eingezeichneten Daten von Zacharias [40] eingegangen.

Die durch offene Kreise repräsentierten Meßwerte weisen eine erhebliche Streuung auf. Die gestrichelte Kurve basiert auf der in II.2.4 angegebenen Theorie. Zur Anpassung an die Meßwerte war ein unrealistisch großer Dämpfungsparameter nötig ($\tau = 6.7 \cdot 10^{-17} \text{ sec}$).

Die in Fig. 24 gezeigte Neubestimmung [61] weist ebenfalls beträchtliche Fehlerbreiten auf.

In beiden Fällen verschwindet bei seinen Messungen die Dispersion im Rahmen der Meßgenauigkeit schon bei geringeren Energiewerten.

Obwohl wie in II.2.4 erwähnt, die Abhängigkeit der Plasmonendämpfung von der Wellenzahl bis heute noch nicht befriedigend erklärt werden kann, wurde im Gegensatz zu [62] und [40] auf eine Auswertung der Messungen in dieser Richtung verzichtet. Da die Abtrennung von diffus elastischen und doppelt inelastischen Anteilen im Verlustspektrum immer mit einer gewissen Willkür erfolgt, ist eine Verbesserung der Präparations- und Meßtechnik anzustreben, mit dem Ziel, die unerwünschten Effekte zu vermindern.

3. Messungen mit erhöhter Energieauflösung

Die Auflösung des Spektrometers hängt ab von der Dispersion des Wien-Filters, vom Arbeitspunkt der Filterlinse und von der Wahl der Blendenöffnungen. Durch Variation dieser Größen und Beobachtung der Auswirkung auf die Linienbreite wurden die optimalen Werte gefunden. Es gelang, die Halbwertsbreite der Primärlinie, die ohne Monochromator 0.8 - 0.9 eV betrug, bis auf 0.04 eV zu reduzieren. Diese Größe ist um 0.01 eV besser als die theoretisch für den Monochromator berechnete! Hier sei bemerkt, daß der Wert von 0.04 eV keinesfalls die Auflösungsgrenze des Gerätes darstellt. Diese dürfte, bedingt durch die Grenze des Analysators unterhalb von 0.01 eV liegen. Beim Herabsetzen der Elektronenenergie im Wien-Filter (kein Umbau nötig), wird sich die Auflösung des Spektrometers sicherlich bis zu dieser Grenze verbessern lassen. Eine weitere positive Auswirkung dieser Maßnahme wäre die Steigerung der Lichtstärke bei festgehaltener Auflösung.

In Fig. 28 sind die unter den jetzigen Bedingungen gewonnenen Primärlinien und deren Intensität angegeben.

Ein Vergleich der Intensität mit theoretischen Werten kann erst nach Messung des Richtstrahlwertes durchgeführt werden.

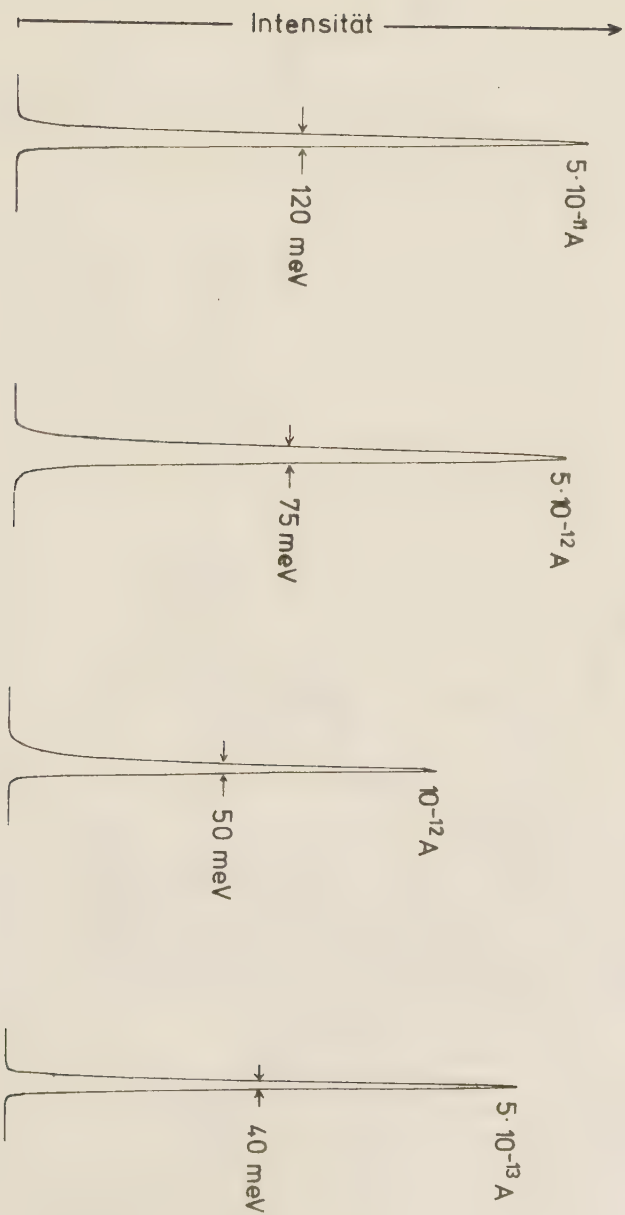
Fig. 29 zeigt Originalspektren einer 260 Å dicken, polykristallinen Al-Schicht in Vorwärtsstreuung, mit einer Auflösung von 0.1 eV. Der erfaßte Energiebereich beträgt, von der Primärlinie aus gerechnet, ± 2.5 eV; nach jedem Durchlauf wird die Aufzeichnung automatisch wiederholt.

Der Energieverlust entspricht der Anregung des senkrechten 1.5 eV-Überganges, der ohne Monochromator nicht beobachtet werden kann.

Als zweites Beispiel enthält Fig. 30 ein Originalspektrum der gleichen Schicht mit einer Auflösung von 0.2 eV für den Energiebereich bis 20 eV. Deutlich erkennbar sind Strukturen bei 1.5, 7.5 und 15 eV, welche der Anregung des Interband-Überganges, des Oberflächen- und des Volumenplasmons entsprechen.

Fig. 28 Original-Primärlinien beim Betrieb mit erhöhter Auflösung.

Die Aufnahme der ersten Linie erfolgte im Unterschied zu den übrigen mit halber Schreibergeschwindigkeit. Die Zahlen neben den Maxima kennzeichnen die Stromstärke im Strahl.



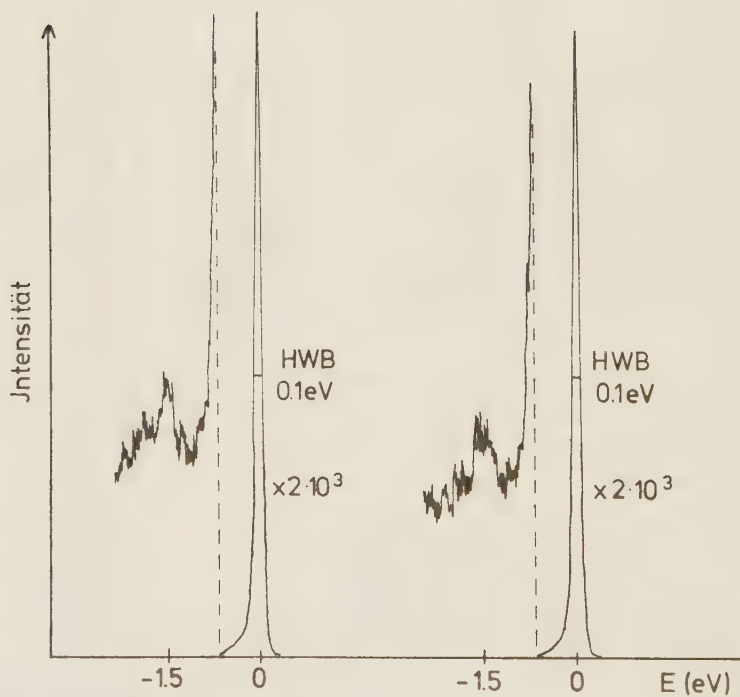
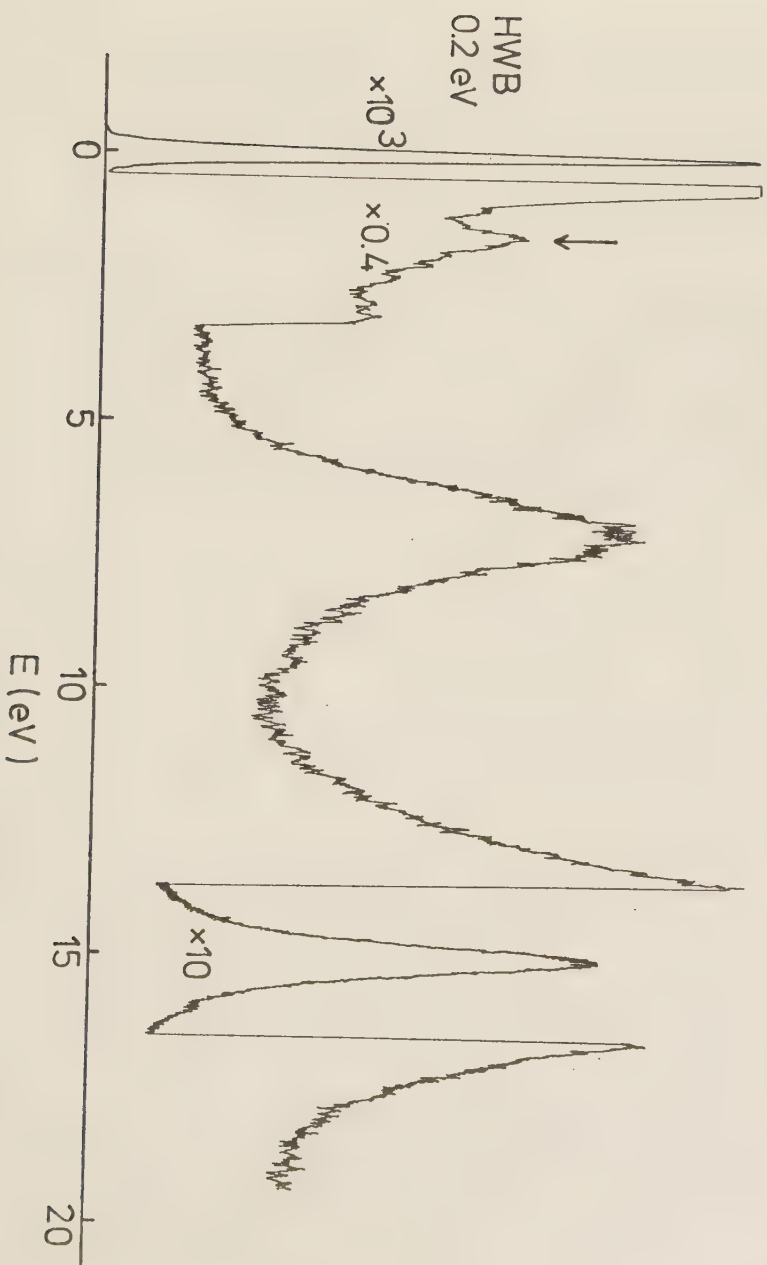


Fig. 29 Nachweis des 1,5 eV-Verlustes in Al. Periodische Aufzeichnung

Fig. 30 Energieverlustspektrum einer 260 Å dicken, polykrist. Al Schicht in Vorwärtsrichtung, mit erhöhter Auflösung. Der Pfeil kennzeichnet den 1,5 eV-Verlust.



Zum Vergleich liegen 2 Messungen vor. Die erste, von Boersch, Geiger, Imbusch und Niedrig (1966) mit einer Auflösung von 0.07 eV ergibt einen Verlustwert von 1.48 eV [32] .

Jedoch folgt aus der zweiten von Andersen und Le Poole (1970) mit einer Auflösung von 0.05 eV ein höherer Wert von 2.2 eV [33] .

Orientierende Meßdaten für die Dispersion des 1.5 eV-Verlustes sind charakterisiert durch ein Anwachsen des Verlustwertes mit zunehmendem k-Übertrag, bei gleichzeitiger Verminderung der Intensität. So beträgt für $k = 0.072 \text{ \AA}^{-1}$ der Energiewert 1.75 eV in Übereinstimmung mit dem in II. 2.5.2 diskutierten Bändermodell für Al. Beim doppelten k-Wert ist der Verlust im Rauschen verschwunden.

IV. Zusammenfassung

1. Ein leistungsfähiges Spektrometer für schnelle Elektronen wird beschrieben, das entweder mit normaler, oder erhöhter Energieauflösung betrieben werden kann.

Die bei Normalauflösung zur Verfügung stehende Intensität ermöglicht Anregungen mit großem, bis über die Grenze der ersten Brillouin-Zone hinausreichenden k -Übertrag.

Mit Monochromator kann die Halbwertsbreite zur Zeit auf 0.04 eV verringert werden. Damit wird die Untersuchung der Dispersion energetisch scharfer Anregungen möglich.

Eine verbesserte Kathode, sowie die Korrektur des Öffnungsfehlers des Wien-Filters lassen eine weitere Steigerung der Leistungsfähigkeit erwarten.

2. Es wird die k -Abhängigkeit der Energie des Plasmaverlustes für polykristallines Al bis zu einem Wert von $2.1 \text{ \AA}^{-1}$ bestimmt.

Dabei zeigt sich, daß bei $k = k_c$ der Verlust ohne Änderung der Dispersion ein Stück in das Einelektronenband hineinfließt, ehe seine Resonanzstruktur durch Dämpfung allmählich verschwindet.

Im Bereich $0.75 \text{ \AA}^{-1} \leq k \leq 1.70 \text{ \AA}^{-1}$ ist eine präzise Bestimmung des Dispersionskoeffizienten möglich. Der Wert von 0.403 ± 0.007 deckt sich mit dem theoretischen in RPA mit Austauschwechselwirkung.

Für $k < 0.75 \text{ \AA}^{-1}$ wird eine Abweichung vom theoretischen Verlauf beobachtet, die auf Bandstruktureffekte zurückzuführen ist.

Das bei $k = 1.90 \text{ \AA}^{-1}$ beobachtete Verschwinden der Dispersion kann durch Nahordnung der Leitungselektronen erklärt werden.

Mit erhöhter Auflösung wird der 1.5 eV - Interbandübergang sichtbar.

V. Literaturverzeichnis

- 1 A.Otto, Vorlesungen, Universität München (1973)
- 2 K. Zeppenfeld, Z. Ph. 243, 229 (1971)
- 3 H.J.Höhberger, A.Otto, E.Petri, IV Int.Conf.
on VUV Radiation Physics Hamburg (1974) Extended Abstract 69
- 4 J.D. Dow, DESY SR-74/9 (Internal Report), (1974)
- 5 S.Doniach, P.M. Platzman, J.T.Yue,
Phys.Rev. B 4, 3345 (1971)
- 6 P.C.Gibbons, S.E.Schnatterley, J.J.Ritsko,
IV.Int.Conf. on VUV-Radiation Physics, Hamburg (1974)
Extended Abstract 71
- 7 P.M.Platzman, P.A.Wolf, Solid State Physics Suppl. 13,
Academic Press (1973)
- 8 M.Creuzburg, H.Raether, Sol.State Comm. 2, 175 (1964)
- 9 R.S.Knox, Solid State Physics, Suppl. 5, Acad.Press (1963)
- 10 E.E.Koch, A.Otto, Int.J.of.Rad.Physics and Chemistry,
to be publ. (1973)
- 11 P.Eisenberger, P.M.Platzman, K.C.Pandy, Phys.Rev.Let.31, 311
- 12 M.v.Ardenne, Tab.z.Ang.Physik Bd.I. VEB Verl.Dt.W. (1962)
- 13 K.D.Sevier, Low Energy Electron Spectroscopy,
Wiley-Interscience (1972)
- 14 G.Möllenstedt, Optik 5, 499 (1949)
- 15 W.A.M.Hartl, Z.Physik 191, 487 (1966)
- 16 H.Boersch, J.Geiger, W.Stickel, Z.Ph. 180, 415 (1964)
- 17 E.Kuyatt, A.Simpson, Rev.Sci.Instr. 38, 103 (1967)
- 18 W.H.J.Andersen, Brit.J.Appl. Phys. 18, 1573 (1967)
- 19 A.Septier, Focusing of Charged Particles, Ch. 3.2, Acad.Press
(1967)
- 20 W.Legler, Z.Ph. 171, 424 (1963)
- 21 R.Sigel, Diplomarbeit, Sekt.Physik, Universität München (1965)
- 22 J.Geiger, M.Nolting, B.Schröder, 7, Int.Congr.on
Electron Microscopy, Grenoble (1970)
- 23 E.G.Johnsohn, A.O.Nier, Phys.Rev. 91, 10 (1953)
- 24 N.Alexander, A.Downing, Oak Ridge National Lab.
Report 2828 (1959)

- 25 H.Hamisch, K.Oldenburger, 3.Europ.Reg.Konf.El.Mikroskopie, Prag (1964) Seite 41
- 26 E.Petri, Diplomarbeit, Sekt.Physik, Universität München (1973)
- 27 E.E.Koch, Diplomarbeit, Sektion Physik, Universität München (1968)
- 28 A.Broers, 7. Int.Congr.Electron Microscopy, Grenoble (1970)
- 29 R.Vogt, Optik 36, 262 (1972)
- 30 T.Ohno, J.Phys.Soc.Jap. 32, 1587 (1972)
- 31 J.Geiger, Elektronen und Festkörper, Sammlung Vieweg (1968)
- 32 H.Boersch, J.Geiger, A.Imbusch, N.Niedrig, Phys.Let. 22, 146 (1966)
- 33 W.H.J.Andersen, J.B.Le Poole, J.Phys. E 3, 121 (1970)
- 34 L.Reimer, Elektronenmikr. Unt.u.Präp.Methoden, Springer (1959)
- 35 R.P. Madden, L.R.Canfield, G.Hass, J.Opt.Soc.Am. 53, 620 (1963)
- 36 H.Fröhlich, H.Pelzer, Max-Planck-Festschrift, VEB Verl.Dt. Wiss. (1958)
- 37 H.Watanabe, J.Phys. Soc. Jap. 11, 112 (1956)
- 38 R.A.Ferrell, Phys. Rev. 107, 450 (1957)
- 39 J.P.Walter, M.L.Cohen, Phys.Rev. B 5, 3101 (1972)
- 40 P.Zacharias, J.Phys.C, Sol.State.Phys. 7, L 26 (1973)
- 41 H.J.Höhberger, A.Otto, E.Petri, D.P.G.-Frühjahrstagung, Freudenstadt (1974)
- 42 D.Brust, Phys.Rev. B 2, 818 (1970)
- 43 H.Kanazawa, S.Misawa, E.Fujita, Progr.Theor.Phys. 23, 426 (1960)
- 44 K.L.Kliwer, H.Raether, Phys.Rev.Let. 30, 971 (1973)
- 45 K.L. Kliwer, H.Raether, J.Phys. C 7, 689 (1974)
- 46 N.D.Mermin, Phys.Rev. B 1, 2362 (1970)
- 47 C.Kunz, Z.Phys. 167, 53 (1962)
- 48 P.Schmüser, Z. Phys. 180, 105 (1964)
- 49 T.Kloos, Z. Phys. 265, 225 (1973)
- 50 N.W.Ashcroft, K.Sturm, Phys. Rev B 3, 1898 (1970)
- 51 L.W.Bos, D.W.Lynch, Phys.Rev Let. 25, 156 (1970)
- 52 C.B.Wilson, Proc.Phys.Soc. 76, 481 (1960)
- 53 P.M.Platzman, Antwerp Advanced Study Institute, Wilrijk, (1973)
- 54 P.M.Platzman, P.Eisenberger, Sol.State Comm. 14, 1 (1974)

- 55 E.Wigner, Transact.Faraday Soc. 34, 678 (1938)
- 56 P.Nozieres, D.Pines, Phys.Rev. 111, 442 (1958)
- 57 H.M.Van Horn, Phys.Rev. 157, 342 (1967)
- 58 K.S.Singwi, M.P.Tosi, R.H.Land, A.Sjölander,
Phys.Rev. 176, 589 (1968)
- 59 N.Wiser, M.H.Cohen, J.Phys. C 2, 193 (1969)
- 60 P.M.Platzmann, P.Eisenberger, Phys.Rev.Let. 33, 152 (1974)
- 61 H.Raether, IV. Int.Conf. on VUV Radiation Physics,
Hamburg (1974), Hauptvortrag
- 62 P.Zacharias, Z.Phys. 256, 92 (1972)
- 63 D.Pines, Elementary Excitations, Benjamin (1963)

Zusammenfassende Darstellungen

1. Theorie

- D. Pines, Elementary Excitations, Benjamin, (1963)
Ph.Nozieres, The Interacting Fermi Systems, Benjamin, (1964)
P.M.Platzman, P.A.Wolff, Waves and Interactions in
Solid State Plasmas, Solid State Physics, Suppl. 13
Academic Press (1973)

2. Experiment

- H.Raether, Solid State Excitations by Electrons,
Springer Tracts in Modern Physics 38 (1965)
J.Geiger, Elektronen und Festkörper, Sammlung Vieweg (1968)

3. Elektronenoptik

- A.Septier (Ed.) Focusing of Charged Particles,
Academic Press, (1967)
P.Grivet, Electron Optics, Pergamon Press (1972)
K.D.Sevier, Low Energy Electron Spectrometry,
Wiley-Interscience (1972)

Ich danke

Herrn Prof. Dr. W. Rollwagen für die Ermöglichung dieser Arbeit an seinem Institut.

Herrn Univ. Doz. Dr. A. Otto für Themenstellung, Diskussionen und gutes Arbeitsklima.

Dem Leiter der Werkstatt, Herrn A. Pfisterer, der mit viel Verständnis für schnelle Abwicklung und gute Ausführung der umfangreichen Werkstattarbeiten sorgte.

Herrn J. Kraupar für Beratung bei vielen Konstruktionsfragen und hervorragende Durchführung der Schweißarbeiten.

Herrn W. Fellner für die Mitarbeit an der Entwicklung der Magnetfeld-Regelanlage, der Elektronik und für viele technische Ratschläge.

Herrn K. Niedermaier für seinen über das normale Maß hinausgehende Einsatz bei der Lösung sehr schwieriger, feinmechanischer Probleme.

Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Otto, auch den bereits ausgeschiedenen, für freundschaftliche Zusammenarbeit.

Den Damen der Instituts- und Sektionsverwaltung.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Unterstützung eines Teiles dieser Arbeit.

Herrn E. Petri für Mithilfe bei einigen Messungen.

Lebenslauf

Geburt: 24.1.1939 in Berlin

Eltern: Johann Michael Hühberger, Bauingenieur
Frida Hühberger, geb. Fieger

Schule: 1945 - 1949 Volksschule, Weißenburg/Bay
1949 - 1959 Oberrealschule mit Gymnasium, Weißenburg

Abitur: Juni 1959

Studium: 1959 - 1962 Physik, Universität Würzburg
1962 - 1967 Physik, Universität München

Diplom: Feb. 1967 Experimentalphysik, Universität München,
Sektion Physik, Lehrstuhl Prof. Rollwagen,
Arbeitsgruppe Dr. Otto.
Thema: Herstellung orientierter Wismuttellurid-
Aufdampfschichten und Untersuchung der
charakteristischen Energieverluste auf Anisotropien.

Dissertation: 1967 - 1974 Universität München, Sektion Physik,
Lehrstuhl Prof. Rollwagen, Arbeitsgruppe Dr. Otto.
Thema: Bau eines lichtstarken und hochauflösenden
Spektrometers für schnelle Elektronen und erste
Anwendung auf die k-Spektrometrie von Elektronen-
Energieverlusten an Aluminium.

Stellen: 1967 - 1969 wissenschaftliche Hilfskraft
1969 - 1971 Angestellter (Deutsche Forschungs-
gemeinschaft)
ab 1971 Verwalter der Dienstgeschäfte eines
wissenschaftlichen Assistenten

Familie: Heirat: 1968 Rosa Maria Wagner
Kind : 1973 Eva Maria

